

# **Auslegung und Simulation eines kalorimetrischen Messsystems zur Bestimmung des Kaltwandwärmestroms in Hochenthalpie-Strömungen**

Masterarbeit zur Erlangung des akademischen Grades  
Master of Science, RWTH Aachen

vorgelegt von:

Moritz Waldmann (Matrikelnr.: 312705)

erstellt am

Stoßwellenlabor, RWTH Aachen University

und in der

Abteilung für Über- und Hyperschalltechnologien,

Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik,

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt

Betreuer: Dipl.-Ing. Thorn Schleutker

Erstprüfer: Univ.-Prof. Dr.-Ing Herbert Olivier

Zweitprüfer: Prof. Dr. rer. nat. habil. (RUS) Igor Klioutchnikov

Eingereicht am 22.12.2016

## Master-Arbeit

# Auslegung und Simulation eines Kalorimeters für die Messung des Kaltwandwärmestroms

Datum:

18.12.2015

Betreuer:

Dipl.-Ing. Thorn Schleutker

Dr.-Ing. Ali Gülhan



Die Abteilung „Über- und Hyperschalltechnologien“ des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. ist einer der weltweit führenden Anbieter für Hyperschallexperimente. Die Anlagen überzeugen dabei insbesondere durch eine hohe Strahlqualität und die genaue Einstellbarkeit der Strömungsparameter mit einer sehr hohen Wiederholbarkeit.

Für die Messung des Kaltwandwärmestroms werden diverse Sonden mit unterschiedlichen Messprinzipien eingesetzt. Die auf der Aufheizung thermischer Kapazitäten basierenden Wärmestromsensoren lassen nur eine kurzzeitige Messung zu. Zudem ändert sich ihre Oberflächentemperatur während der Messung. Die als *Gardon gage* bekannten Sensoren können dauerhaft eingesetzt werden, weisen aber bedingt durch das Messprinzip eine variierende Oberflächentemperatur auf und können nur auf radiative Wärmelasten kalibriert werden. Die genaueste Methode zur Messung des Kaltwandwärmestroms ist die Bestimmung der aufgenommenen Wärme des die Sonde kontinuierlich durchströmenden Kühlmittels. Eine geometrische Weiterentwicklung des darauf basierenden Kalorimeters wurde in einer Bachelor-Arbeit angefangen und soll im Rahmen dieser Master-Arbeit vollendet werden. Die neue Sonde soll eine höhere Genauigkeit und einen erweiterten Messbereich erhalten. Die Arbeit beinhaltet die folgenden Teile:

- Einarbeitung in die theoretischen Grundlagen
- Auslegung des neuen Kalorimeters und dessen Aufnahme
- Analytische Betrachtung und numerische Simulation der Sonde und Aufnahme
- Detaillierte Untersuchung des Gesamtsystems insbesondere in Bezug auf Wärmeströme zwischen Sonde und Halter
- Untersuchung der zu erwartenden Messfehler
- Dokumentation der Arbeit

## Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, Moritz Waldmann, dass ich die vorliegende Arbeit, bis auf die von meinem Betreuer, Herrn Dipl.-Ing. aer. Thorn Schleutker, gegebene Hilfestellung, selbstständig verfasst und keine anderen, als die im Literaturverzeichnis aufgeführten Quellen verwendet habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, habe ich als solche gekennzeichnet.

---

Ort, Datum

---

Unterschrift

## Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit behandelt die Auslegung eines kalorimetrischen Messsystems zur Messung des Kaltwandwärmestroms im Staupunkt eines Versuchskörpers. Das Funktionsprinzip dieses Wärmemessinstruments basiert auf einer Energiebilanz. Der eingehende Wärmestrom ist im stationären Zustand gleich der Erwärmung eines vorgegebenen Wassermassenstroms. Daher wird das Strömungskalorimeter bedingt durch das Messprinzip während der Messung gekühlt und ist damit auch für hohe Wärmebelastungen auslegbar. In den lichtbogenbeheizten Windkanälen des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt werden Hochenthalpie-Strömungen erzeugt, die Wärmeströme von bis zu  $16 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$  auf den Versuchskörper übertragen. Daher muss eine möglichst effiziente Kühlung sowohl für die Halterung als auch für das Strömungskalorimeter entwickelt werden, um die zur Messung des Kaltwandwärmestroms benötigte kalte Oberfläche trotz der hohen Wärmebelastung zu erhalten. Zusätzlich muss das Strömungskalorimeter von der Halterung isoliert werden, um Verfälschungen des Messergebnisses aufgrund von Querwärmeströmen zu vermeiden. Für die Isolation hat sich der Kunststoff PEEK aufgrund seiner niedrigen Wärmeleitfähigkeit als geeignetes Material herausgestellt. Um den Wärmestau an der Oberfläche der Bauteile zu reduzieren, werden das Strömungskalorimeter und die Halterung aus Kupfer gefertigt, da dieses Material eine besonders hohe Wärmeleitfähigkeit besitzt.

In einer vorangegangenen Arbeit konnte bereits gezeigt werden, dass spiralförmige Kühlkanäle direkt unter der Oberfläche eine effiziente Kühlung darstellen. Diese Erkenntnis ist im Verlauf der Arbeit zunächst auf die Halterung übertragen und dann sowohl für die Halterung als auch für das Strömungskalorimeter weiterentwickelt worden. Dabei hat sich herausgestellt, dass aufgrund der unbekannten Rauheit der Kühlkanäle und der Wassererwärmung infolge der hydraulischen Leistung eine Kalibrierung des Messsystems im Vorfeld der Messungen durchgeführt werden muss.

Mithilfe von Simulationen des Gesamtsystems, bestehend aus Strömungskalorimeter, Halterung und PEEK-Hülse zur Isolierung, wird der Querwärmestrom zwischen den Komponenten analysiert. Die Ergebnisse zeigen, dass der Querwärmestrom aufgrund der effizienten Isolierung sehr gering ist. Im Rahmen einer Fehlerrechnung werden die weiteren Fehler, die durch die Temperatur- und Massenstrommessung, durch Wärmestrahlung des Kalorimeters und durch den Wärmeübergang innerhalb des Ringspalts zwischen der Kalorimeteroberfläche und der Halterungsoberfläche hervorgerufen werden, berücksichtigt. Der dabei berechneten Fehler beträgt weniger als 2,9 %.

## Abstract

This master's thesis broaches the issue of the construction of a calorimetric measuring system to measure the cold wall heat flux at the stagnation point of the specimen. The functional principle of heat flux measurement system is based on an energy balance. The incoming heat flux is equal to the heating of a default water mass flow for steady state. Hence, conditioned by its functional principle, the flow calorimeter is cooled during the measurement and is therefore applicable for high thermal loads.

In the arc heated wind tunnels of the institute, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, high enthalpy flows are generated, which transmit thermal loads up to  $16 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$  to the specimen. Therefore a preferably efficient cooling system must be developed for the holder of the flow calorimeter and the flow calorimeter itself to achieve a cold wall, which is required for measuring the cold wall heat flux, despite the high thermal loads. Furthermore the flow calorimeter must be insulated to avoid errors of measurement because of the heat transfer between holder and calorimeter. An appropriate insulation can be realized by using the synthetic material PEEK. To minimize heat accumulation at the surface of the specimen copper is used to manufacture the holder and flow calorimeter because of its high thermal conductivity compared to other materials.

An earlier performed bachelor's thesis has already pointed out, that spiral cooling ducts positioned close under the surface of the specimen allow a very efficient cooling. During the present master's thesis this findings is transferred to the holder and optimized for the holder and the calorimeter. As a result the calorimeter has to be calibrated before the first measurements due to the pressure losses because of the unknown roughness of the cooling ducts and due to the heating because of the hydraulic power.

By using simulations of the calorimetric measurement system consisting of the flow calorimeter, the holder and the insulation the heat flux between the components is analyzed. The results have shown that the heat flux between the flow calorimeter and its holder is low, due to the efficient insulation of the PEEK in between. In line with an error analysis the other measuring errors produced by the temperature and mass flow measurement, the radiation of the system and the heat flux in the gap between the flow calorimeter and its holder are included. Thereby an overall error less than 2,9 % has been calculated.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Grundlagen und Stand der Technik</b>	<b>4</b>
2.1. Wärmeübertragung . . . . .	4
2.1.1. Wärmestrahlung . . . . .	5
2.1.2. Wärmeleitung . . . . .	6
2.1.3. Konvektion . . . . .	7
2.2. Strömungsmechanik . . . . .	9
2.2.1. Grundlagen der Strömungsmechanik . . . . .	11
2.2.2. Besonderheiten der Hyperschallströmung . . . . .	15
2.2.3. Rohrströmung . . . . .	18
2.3. Numerik . . . . .	20
2.3.1. Numerische Rechengitter . . . . .	21
2.3.2. Turbulenzmodelle . . . . .	23
2.3.3. Ansys CFX . . . . .	25
2.4. Wärmemesstechnik . . . . .	28
<b>3. Konzeptionierung des kalorimetrischen Messsystems</b>	<b>33</b>
3.1. Aktueller Stand der Strömungskalorimeterauslegung . . . . .	33
3.2. Anforderungen an das kalorimetrische Messsystem . . . . .	36
3.3. Grundlegendes Design des Gesamtsystems . . . . .	41
<b>4. Validierung und Gitterstudie</b>	<b>43</b>
4.1. Validierung . . . . .	43
4.2. Gitterstudie für Kalorimetersonde und Halterung . . . . .	45
<b>5. Auslegung des kalorimetrischen Messsystems</b>	<b>54</b>
5.1. Ergebnisse des Aluminiummodells . . . . .	57
5.2. Ergebnisse des Kupfermodells . . . . .	68
5.3. Ergebnisse des Kalorimeters . . . . .	72
5.4. Ergebnisse des Gesamtsystems . . . . .	75
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>82</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>84</b>
A.1. Grundregeln der Vektoranalysis . . . . .	84
A.2. Berechnung der Schraubenverbindung . . . . .	85
A.3. Berechnungsbeispiel des Iterationsfehlers . . . . .	86
A.4. Mechanische Spannungen . . . . .	87
A.5. Gesamtmodell und Kalorimeter . . . . .	90
A.6. Konvergenzverläufe . . . . .	92
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>94</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1. Betriebsgrenze verschiedener Windkanaltypen . . . . .	1
1.2. Betriebsgrenze der Windkanäle des DLR . . . . .	2
2.1. Übergang einer laminaren Grenzschichtströmung in eine turbulente . . . . .	12
2.2. Typische Geschwindigkeitsprofile innerhalb einer Grenzschicht . . . . .	13
2.3. Dimensionsloser Geschwindigkeitsverlauf in turbulenten Strömungen . . . . .	14
2.4. Staupunkttemperatur in Abhängigkeit der Machzahl . . . . .	17
2.5. Einlaufstrecke einer Rohrströmung . . . . .	18
2.6. Colebrook-Diagramm zur Bestimmung des Reibungsbeiwerts . . . . .	19
2.7. Verschiedene Gittertypen . . . . .	21
2.8. Funktionsprinzip eines Thermoelements . . . . .	30
3.1. Modell mit Prallkühlung . . . . .	35
3.2. Weiterentwickeltes Modell mit spiralförmigen Kühlkanälen . . . . .	35
3.3. Oberflächentemperaturverteilung für eine Wärmebelastung von $16 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$ . . . . .	36
3.4. 3-D Ansicht des Schwerts . . . . .	40
3.5. Isometrische Ansicht der Halterung . . . . .	41
3.6. Gesamtmodell . . . . .	42
4.1. Ergebnisse der Validierung . . . . .	44
4.2. Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle . . . . .	47
4.3. Gitterverfeinerung des gesamten Gitters (Halterung) . . . . .	48
4.4. Gitterverfeinerung von Fluidgitter und Solidgitter (Halterung) . . . . .	49
4.5. Gitterverfeinerung des Solid und Fluid Gitters (Kalorimeter) . . . . .	51
4.6. Temperaturänderung aufgrund der Variierung des $y_+$ . . . . .	52
4.7. $y_+$ -Verteilung für das Kalorimetermodell . . . . .	53
5.1. Skizze der kritischen Bereiche des Kühlsystems . . . . .	59
5.2. Kühlsystem der Modelle 1 bis 3 . . . . .	60
5.3. Frontflächentemperaturverlauf der Modelle 1, 2 und 3 . . . . .	61
5.4. Frontflächentemperaturverteilung von Modell 3 und Modell 2 . . . . .	62
5.5. Spannungen und Verformungen von Modell 4 aufgrund des Innendrucks . . . . .	63
5.6. Kühlsystem von Modell 4, mit 12 Spiralen . . . . .	64
5.7. Spannungen und Verformungen von Modell 4 aufgrund des Innendrucks . . . . .	64
5.8. Frontflächentemperaturverlauf Modell 4 und Modell 5 . . . . .	66
5.9. Frontflächentemperaturverteilung von Modell 5 und Modell 4 . . . . .	66
5.10. Temperaturverteilung vom Aluminiummodell und Kupfermodell . . . . .	67
5.11. Frontflächentemperaturverlauf vom Aluminium- und Kupfermodell . . . . .	68
5.12. Spannungen und Verformungen des Kupfermodells . . . . .	69
5.13. Frontflächentemperaturverteilung der Kupfermodelle . . . . .	70
5.14. Frontflächentemperaturverlauf des Kupfermodells . . . . .	70
5.15. Kühlsystem der endgültigen Halterung . . . . .	71
5.16. Frontflächentemperaturverlauf für verschiedene Kanaldurchmesser . . . . .	74

5.17. Frontflächentemperaturverlauf für verschiedene Rauheiten . . . . .	75
5.18. Temperaturverteilung des Gesamtmodells und der Halterung . . . . .	76
5.19. Wärmestromdichte auf der Hülsoberfläche . . . . .	77
5.20. Fehlerquellen des Kalorimeters . . . . .	78
A.1. Spannung und Verformung der Halterung . . . . .	87
A.2. Spannungen und Verformungen für verschiedene Wandstärken . . . . .	88
A.3. Spannung und Verformung des Kalorimeters . . . . .	89
A.4. Statischer Druck des Gesamtsystems . . . . .	90
A.5. Fronttemperatur des Gesamtsystems . . . . .	90
A.6. $y_{Plus}$ des Gesamtsystems . . . . .	90
A.7. Seitentemperatur des Kalorimeter . . . . .	91
A.8. Druckverlust infolge der Rauheit . . . . .	91
A.9. Konvergenzverläufe . . . . .	92
A.10. Konvergenzverlauf Gesamtsystem . . . . .	93



# Tabellenverzeichnis

2.1. Einteilung verschiedener Wärmemesstechniken . . . . .	29
4.1. Analytische Berechnung . . . . .	45
4.2. Vergleich des Massenstroms und der Temperaturdifferenz zwischen Zu- und Ablauf für die Variation des Turbulenzmodells . . . . .	47
4.3. Vergleich des Massenstroms und des Temperaturunterschieds zwischen Zu- und Ablauf für die Gitterverfeinerung des gesamten Gitters . . . . .	48
4.4. Vergleich des Massenstroms und des Temperaturunterschieds zwischen Zu- und Ablauf für die Verfeinerung des Solid- und des Fluidgitters . . . . .	49
4.5. Gitterqualitätskriterien . . . . .	50
4.6. Vergleich des Druckverlusts und der Temperaturdifferenz des Wassers zwi- schen Zu- und Ablauf für die Gitterverfeinerung (Kalorimeter) . . . . .	50
4.7. Vergleich des Druckverlusts und der Temperaturdifferenz des Wassers zwi- schen Zu- und Ablauf für die Variation der Zellhöhe der untersten Prismen- schicht . . . . .	53
5.1. Temperaturabhängigkeit der Stoffeigenschaften bei 1 bar . . . . .	68
5.2. Fehlerquellen des Kalorimeters . . . . .	79

# Nomenklatur-Verzeichnis

## Formelzeichen

### Lateinische Buchstaben

$a$	[m <sup>2</sup> /s]	Temperaturleitfähigkeit
$A$	[m <sup>2</sup> ]	Querschnittsfläche
$c_p$	[J/(kg K)]	massenspezifische isobare Wärmekapazität
$d$	[m]	Durchmesser
$E$	[J]	Energie
$e$	[J/kg]	massenspezifische Energie
$\hat{e}$	[-]	Interpolationsfehler
$h$	[J/kg]	massenspezifische Enthalpie
$L$	[m]	charakteristische Länge der Strömung
$Ma$	[-]	Mach-Zahl
$\dot{m}$	[kg/s]	Massenstrom
$\vec{n}$	[-]	Vektor normal zur Fläche
$Nu$	[-]	Nusselt-Zahl
$P$	[W]	Arbeit
$Pr$	[-]	Prandtl-Zahl
$\dot{Q}$	[W]	Wärmestrom
$\dot{q}$	[W/m <sup>2</sup> ]	Wärmestromdichte
$Re$	[-]	Reynolds-Zahl
$R_a$	[m]	arithmetische Rautiefe
$R_s$	[m]	äquivalente Sandrauheit
$R_t$	[m]	technische Rautiefe
$R_{p0,2}$	[N/mm <sup>2</sup> ]	Streckgrenze

$T$	[K]	Temperatur
$u_+$	[-]	dimensionslose Geschwindigkeit
$v$	[m/s]	Geschwindigkeit
$y_+$	[-]	dimensionsloser Wandabstand

### Griechische Buchstaben

$\alpha$	[W/m <sup>2</sup> ]	Wärmeübergangskoeffizient
$\delta$	[m]	Grenzschichtdicke
$\eta$	[kg/(m s <sup>2</sup> )]	dynamische Viskosität
$\lambda$	[W/(m K)]	Wärmeleitfähigkeit
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	kinematische Viskosität
$\lambda_R$	[-]	Reibungsbeiwert
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Wärmeübergangskoeffizient
$\bar{\tau}$	[N/mm <sup>2</sup> ]	Spannungstensor
$\zeta$	[-]	Druckverlustbeiwert

### Indizes

<i>aus</i>	Austrittszustand
<i>ein</i>	Eingangszustand
<i>Fluid</i>	gemittelter Zustand des Fluids
<i>i, j, k, l, m, n, o, p</i>	Laufindex
<i>in</i>	innere
<i>kin</i>	kinetisch
<i>Oberfl</i>	Bedingungen an der Oberfläche
<i>pot</i>	potentiell
<i>Ref</i>	Referenzwert
<i>Wand</i>	Bedingungen direkt an der Wand

## Abkürzungen

ANSYS	Kommerzielles Softwarepaket, Kurzform für <i>Analysis System</i>
CAD	Computer-aided design
CAE	Computer-aided engineering
CFD	Numerische Strömungsmechanik ( <i>computational fluid dynamics</i> )
CFX	Kommerzielle CFD-Software, Teil des ANSYS-Pakets
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direct Numerical Simulation
FVM	Finite Volumen Methode
ILU	Incomplete Lower Upper Decomposition
LES	Large Eddy Simulation
PEEK	Polyetheretherketon
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes

# 1. Einleitung

Die Komplexität neuer Problemstellungen in den Naturwissenschaften hat in den letzten Jahrzehnten stark zugenommen. Viele neue Entwicklungen wären ohne die Möglichkeit, umfangreiche Experimente und numerischen Simulationen durchzuführen, nicht realisierbar gewesen. Daher ist die Weiterentwicklung von eben diesen Werkzeugen, wie beispielsweise Versuchsaufbauten, Messinstrumenten und numerischen Methoden, essentiell.

Dies gilt in besonderem Maße für die Raumfahrt. In diesem Bereich der Ingenieurwissenschaften werden überwiegend Prototypen entwickelt, die extremen Bedingungen standhalten müssen und für die nur wenige Erfahrungswerte vorliegen. Ein wichtiger Aspekt dieses Teilgebietes ist der Wiedereintritt in die Erdatmosphäre. Dabei erreicht der Flugkörper den Bereich der Hyperschallströmung. Anders als beim Übergang vom Unter- zum Überschall existiert zwischen einer Über- und einer Hyperschallströmung keine definierte Grenze wie die Schallgeschwindigkeit. Allerdings lässt sich eine Hyperschallströmung anhand verschiedener physikalischer Phänomene von einer Überschallströmung unterscheiden. Die charakteristischen Effekte treten in der Regel ab der 5-fachen Schallgeschwindigkeit auf. Aufgrund dieser physikalischen Phänomene verändern sich die Flugeigenschaften eines Körpers im Hyperschall. Deshalb müssen die im Überschall verwendeten Berechnungsmodelle angepasst werden. Dies kann die Analyse der Strömung erheblich vereinfachen. Für einige Anwendungen wird die Berechnung der Hyperschallströmung jedoch extrem komplex. Daher sind numerische Simulationen und vor allem Windkanal- und Freiflugversuche für die Konstruktion eines neuen Wiedereintrittskörpers unerlässlich.

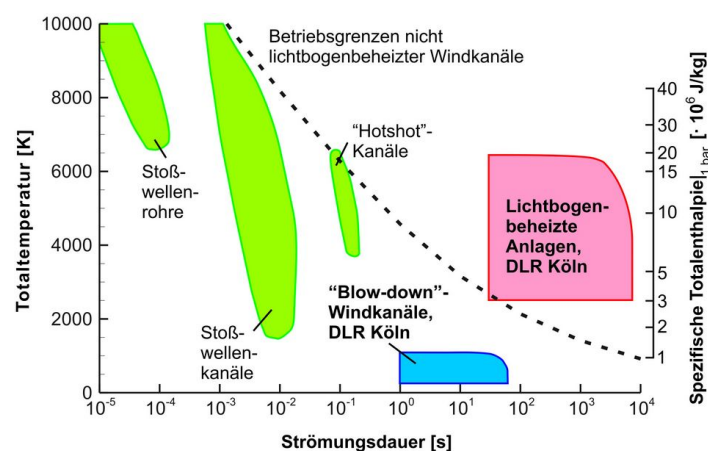


Abbildung 1.1.: Betriebsgrenze verschiedener Windkanaltypen, Quelle:DLR

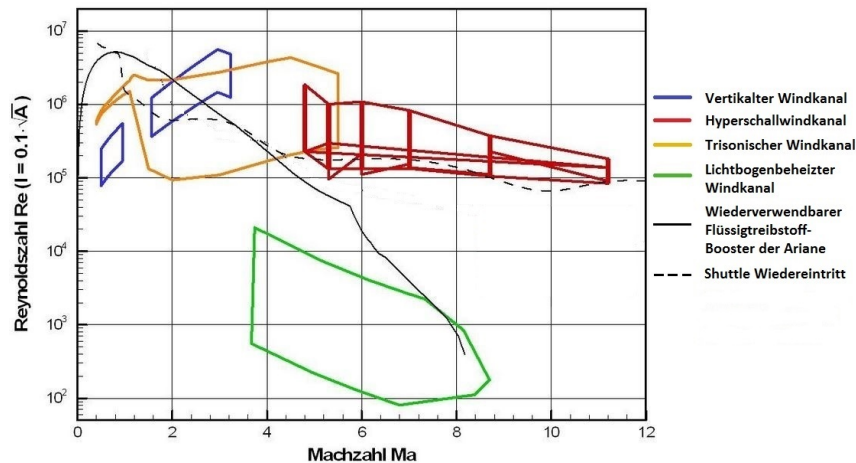


Abbildung 1.2.: Betriebsgrenze der Windkanäle des DLR, Quelle:DLR

In Abbildung 1.1 sind einige Typen von Hyperschallwindkanälen angegeben. Jede der Anlagen hat ihren eigenen Anwendungsbereich. Für die Analyse aller Strömungsphänomene in den unterschiedlichen Geschwindigkeitsbereichen sind deshalb Tests an mehreren Windkanälen notwendig, wie Abbildung 1.2 zeigt. Ein Beispiel dafür ist der Wiedereintritt eines Spaceshuttles. Für die Analyse dieses Flugmanövers werden zunächst Versuche im Unter-, Über- und Transschall benötigt. In diesen Strömungsbereichen werden meist aerodynamische Tests zur statischen und dynamischen Stabilität sowie Kraft- und Druckmessungen durchgeführt, um Aussagen zum Flugverhalten treffen zu können. Im Bereich der Hyperschallströmung werden die Versuche nochmals in zwei Kategorien unterteilt. Zum einen werden aerodynamische Untersuchungen und zum anderen thermische Untersuchungen, wie Wärmestrommessungen und Materialtests, durchgeführt.

Das Deutsche Zentrum für Luft- und Raumfahrt, kurz DLR, betreibt mehrere Hyperschallwindkanäle, um alle Vorgänge in Hyperschallströmungen analysieren zu können. Eine kalte Hyperschallströmung, in der die aerodynamischen Tests durchgeführt werden, wird in Blow-Down Windkanälen generiert. In diesen wird die Strömungsgeschwindigkeit mithilfe einer Düse, die von einem komprimierten Gases durchströmt wird, erzeugt. Vakuumpumpen stellen zusätzlich einen starken Unterdruck im gesamten Bereich hinter der Düse bereit. Aufgrund der Expansion innerhalb der Düse fällt die Gastemperatur sehr stark ab. Dies kann zu einer Kondensation innerhalb der Messstrecke führen. Daher wird das verwendete Fluid im Vorfeld auf über 1000 K erhitzt. Um aussagekräftige Ergebnisse zu erzielen, muss die Strömung in derartigen Kanälen qualitativ hochwertig und auf die realen Bedingungen abgestimmt sein. Mithilfe dimensionsloser Kennzahlen werden daher die Eigenschaften der realen Strömung in der Kanalströmung nachgebildet.

In lichtbogenbeheizten Windkanälen werden thermische Untersuchungen durchgeführt. Das Gas wird im vorderen Teil des Kanals mithilfe von Lichtbögen auf bis zu 7000 K erhitzt und anschließend in der Düse beschleunigt. Dabei wird ein Großteil der thermischen Energie in kinetische Energie umgewandelt. Nach dem Durchströmen der Messkammer wird

das Gas gekühlt, von Schadstoffen wie  $\text{NO}_x$  gereinigt und anschließend in die Atmosphäre abgelassen. Für das niedrige Druckniveau innerhalb der Messkammer, das für den Aufbau der Strömung benötigt wird, sorgen sechs große Vakuumpumpen im hinteren Bereich der Anlage. Da in den lichtbogenbeheizten Windkanälen vor allem der auf den Versuchskörper wirkende Wärmestrom relevant ist, wird ein Referenzwert benötigt, mit dem unterschiedliche Versuche verglichen werden können. Dazu eignet sich der sogenannte Kaltwandwärmestrom. Dieser beschreibt den Wärmestrom, der von einer Strömung auf eine Wand mit einer während der Messdauer nahezu konstanten Referenztemperatur  $T_{Ref}$ , die üblicherweise viel geringer als die Temperatur der Strömung ist, übertragen wird. Für diese Aufgabe soll in der vorliegenden Arbeit ein kalorimetrisches Messsystem bestehend aus einem Strömungskalorimeter und einer entsprechenden Halterung, mit der die zu testende Versuchskörpergeometrie vorgegeben wird, konstruiert werden. Für das Design des Strömungskalorimeters kann auf frühere Arbeiten zurückgegriffen werden. Bei der Auslegung der Halterung ist in besonderem Maße der Wärmeaustausch mit dem Kalorimeter zu beachten. Um den Messfehler zu minimieren, muss der Wärmeaustausch zwischen den einzelnen Komponenten minimiert werden.

In den folgenden Kapiteln wird zunächst ein Überblick über die notwendigen physikalischen Grundlagen und den aktuellen Stand der Technik in Bezug auf die Wärmestrommessung gegeben. Anschließend werden der aktuelle Stand der vorausgegangenen Arbeit und die Anforderungen an das kalorimetrische Messsystem erläutert. Das daran anknüpfende Kapitel behandelt die Validierung des genutzten Programms und die Analyse verschiedener Einflüsse, wie beispielsweise vom Rechengitter, auf das Ergebnis. Abschließend werden die Entwicklung der Halterung, die Weiterentwicklung des Kalorimeters und die Ergebnisse der Simulation des Gesamtsystems vorgestellt. Außerdem wird der zu erwartende Messfehler auf Basis der simulierten Daten abgeschätzt.

## 2. Grundlagen und Stand der Technik

Für die Auslegung des kalorimetrischen Messsystems müssen verschiedene Bereiche der Physik berücksichtigt werden. Diese sind die Wärmeübertragung und die Strömungsmechanik. Weiterhin werden für die Simulationen Kenntnisse der Numerik benötigt. Daher thematisiert dieses Kapitel zunächst die Grundlagen dieser Bereiche. Im Anschluss daran wird der aktuelle Stand der Technik in Bezug auf die Wärmestrommessung diskutiert.

### 2.1. Wärmeübertragung

Ein wichtiger Teilbereich der Thermodynamik ist die Wärmeübertragung. Sie findet in vielen ingenieurwissenschaftlichen Problemstellungen Anwendung. Da die Wärmeübertragung den Regeln der Thermodynamik unterworfen ist, behandelt dieses Kapitel zunächst die Hauptsätze der Thermodynamik. Anschließend werden die verschiedenen für den Wärmeaustausch verantwortlichen Mechanismen näher erläutert. Die vier Hauptsätze der Thermodynamik lassen sich wie folgt zusammenfassen [22]:

- **0. Hauptsatz:**

”Stehen zwei Systeme A und B im thermischen Gleichgewicht mit einem dritten System C, so stehen sie auch untereinander im thermischen Gleichgewicht.“ [22]

- **1. Hauptsatz:**

”Die Energie eines Systems ändert sich nur durch Zu- oder Abfuhr von Energie über die Systemgrenzen.“ [22]

- **2. Hauptsatz:**

”Die Entropie eines Systems ändert sich durch Zu- oder Abfuhr von Entropie über die Systemgrenze und durch Entropieproduktion in seinem Inneren.“ [22]

- **3. Hauptsatz:**

”Am absoluten Nullpunkt der Temperatur nimmt die Entropie eines reinen kondensierten Stoffes im Zustand eines perfekten Kristalls den Wert Null an.“ [22]



Neben dem 0. Hauptsatz der Thermodynamik, der die Grundlage für alle weiteren Hauptsätze bildet, sind für die Wärmeübertragung besonders der 1. und 2. Hauptsatz relevant. Durch den Erhaltungssatz der Energie kann der Energieaustausch über die Grenzen eines Systems hinaus berechnet werden. Er lautet:

$$\begin{aligned} \frac{dE(t)}{dt} = & \sum_{i=1}^m \dot{Q}_i(t) + \sum_{l=1}^o \dot{m}_{ein_l}(t) \cdot \left( h_{ein_l} + \frac{1}{2} \cdot v_{ein_l}^2 + g \cdot z_{ein_l} \right) \\ & + \sum_{j=1}^n P_j(t) - \sum_{k=1}^p \dot{m}_{aus_k}(t) \cdot \left( h_{aus_k} + \frac{1}{2} \cdot v_{aus_k}^2 + g \cdot z_{aus_k} \right) \end{aligned} \quad (2.1)$$

Die Änderung der Energie  $E$  eines Systems ist von den ein- und ausgehenden Wärmeströmen  $\dot{Q}_i$  sowie den Arbeitsströmen  $P_j$  abhängig. Zusätzlich sind die Enthalpie  $h$ , die kinetische Energie  $e_{kin} = \frac{1}{2} \cdot v^2$  und die potentiellen Energie  $e_{pot} = g \cdot z$  der ein- und ausfließenden Massenströme  $\dot{m}_{ein_l}$  und  $\dot{m}_{aus_k}$  zu berücksichtigen. Für stationäre Fließprozesse, wie die Durchströmung des Kalorimeters, vereinfacht sich die Energiebilanz, da für die zeitliche Änderung der Energie  $\frac{dE(t)}{dt} = 0$  gilt. Des Weiteren können für die Berechnung des Kalorimeters die potentielle und die kinetische Energie vernachlässigt werden, da die Geschwindigkeiten und Massenströme im Zu- und Ablauf betragsmäßig gleich groß sind und die Gravitation einen vernachlässigbaren Einfluss hat. Dadurch vereinfacht sich die Gleichung (2.1) zu:

$$0 = \sum_{i=1}^m \dot{Q}_i + \sum_{j=1}^n P_j + \dot{m} \cdot (h_{ein} - h_{aus}) \quad (2.2)$$

Der 2. Hauptsatz der Thermodynamik gibt die Flussrichtung der Wärme vor. Durch den 1. Hauptsatz ist nicht ausgeschlossen, dass die Wärme von einem System mit der Temperatur  $T_1$  in ein zweites System mit der Temperatur  $T_2 > T_1$  fließt. Bei einem derartigen Vorgang wird die Entropieproduktion negativ. Dies steht jedoch mit der Forderung des 2. Hauptsatzes im Widerspruch. Daher muss der Wärmestrom immer in Richtung des negativen Temperaturgradienten fließen [22].

### 2.1.1. Wärmestrahlung

Die Wärmestrahlung ist eine kontaktlose Übertragungsart, bei der die Energie in Form von elektromagnetischen Wellen von der Körperoberfläche abgestrahlt wird (Emission). Daher ist die emittierte Wärmestrom lediglich von der Temperatur, der Größe der Oberfläche und dem Emissionsgrad des emittierenden Körpers abhängig. Anhand des Stefan-Boltzmann-Gesetzes ist diese Abhängigkeit leicht ersichtlich. Mithilfe dieses Zusammenhangs wird die abgestrahlte Wärmestromdichte eines Schwarzkörpers, der Strahlung weder reflektiert noch

transmittiert und deshalb einen Emissionsgrad von  $\epsilon = 1$  besitzt, berechnet [7]:

$$\dot{q}_s = \sigma \cdot T_{Oberfl}^4 \quad (2.3)$$

Die emittierte Wärmestromdichte ergibt sich somit aus der Oberflächentemperatur  $T_{Oberfl}$  und der Stefan-Boltzmann-Konstanten  $\sigma$ . Diese Konstante lässt sich aus der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , dem Planck'schen Wirkungsquantum  $h$  und der Boltzmann-Konstanten  $k$  zu  $\sigma = \frac{2 \cdot \pi^5 \cdot k^4}{15 \cdot h^3 \cdot c^2} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4}$  berechnen. Aufgrund der extrem kleinen Größenordnung der Stefan-Boltzmann-Konstanten ist der emittierte Wärmestrom eines Körpers mit geringer Oberflächentemperatur in vielen Anwendungen vernachlässigbar.

Auch in der vorliegenden Arbeit sind die Oberflächentemperaturen der Probe gering genug, um die Wärmestrahlung nicht zu berücksichtigen. Ebenfalls zu vernachlässigen ist der Wärmestrom, der durch Strahlung vom heißen Gas auf das kalorimetrische Messsystem übertragen wird, da die Strömung optisch dünn ist. Aus diesem Grund wird die Wärmestrahlung an dieser Stelle nicht weiter behandelt und für weitergehende Informationen auf die Grundlagenarbeiten von Marek und Nitsche und von Böckh verwiesen [24] [7].

### 2.1.2. Wärmeleitung

Die Wärmeleitung beschreibt die Verteilung der Wärme innerhalb eines ruhenden Mediums. Mit steigender Temperatur führen die Atome stärker werdende Schwingungen aus. Diese Schwingungen werden von Atom zu Atom übertragen, ohne dass sich die Position der Atome dabei ändert. Zusätzlich dazu wird ein Teil der Energie in elektrisch leitfähigen Materialien von den Elektronen transportiert. Daher ist die Wärmeleitfähigkeit in elektrischen Leitern höher als in anderen Materialien. Diese Art der Wärmeübertragung lässt sich mit dem Fourier'schen Gesetz beschreiben:

$$\dot{q} = -\lambda \cdot \nabla T \quad (2.4)$$

Der Wärmestrom ist abhängig vom Temperaturgradienten und der Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  des Materials. Durch das Minuszeichen ist gewährleistet, dass das Fourier'sche Gesetz dem 2. Hauptsatz entspricht und die Wärme nur in Richtung der geringeren Temperatur fließt. Für viele Anwendungen muss nicht nur der durch Wärmeleitung übertragene Wärmestrom, sondern auch das dabei entstehende Temperaturfeld beschrieben werden können. Dies ermöglicht die stationäre Wärmeleitungsgleichung, eine partielle Differentialgleichung, die aus der Wärmestrombilanz an einem infinitesimalen Element hergeleitet wird. Die Änderung des Wärmestroms innerhalb des Elements lässt sich in x-Richtung mit

$$\begin{aligned} \Delta \dot{Q}_x &= \dot{Q}_x - \dot{Q}_{x+dx} = \dot{q}_x \cdot dy dz - \dot{q}_{x+dx} \cdot dy dz \\ &= -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot dy dz - \left( -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot dy dz - \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) \cdot dx dy dz \right) \end{aligned} \quad (2.5)$$

beschreiben [19]. Für die y- und z-Richtung kann die Bilanz analog aufgestellt werden. Die Summe dieser drei Wärmestromänderungen ergibt unter Berücksichtigung der zeitlichen Energieänderung innerhalb des infinitesimalen Elements  $\frac{\partial}{\partial t} (c_p \cdot \rho \cdot T)$  und eventueller Wärmequellen beziehungsweise Wärmesenken  $\dot{Q}_{Quell} = \pm \Phi \cdot dx dy dz$  die instationäre Wärmeleitungsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t} (c_p \cdot \rho \cdot T) = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \Phi \quad (2.6)$$

Dabei sind die Stoffgrößen  $c_p$  und  $\rho$  die spezifische Wärmekapazität und die Dichte. Für stationäre Anwendungen, wie die Berechnung des Strömungskalorimeters, lässt sich die instationäre Wärmeleitungsgleichung vereinfachen. Da sich ein stationärer Vorgang nicht mit der Zeit ändert, gilt  $\frac{\partial}{\partial t} (c_p \cdot \rho \cdot T) = 0$ . In der vorliegenden Arbeit entfallen außerdem die Quell- beziehungsweise Senkenterme. Deshalb muss lediglich die Laplace-Gleichung gelöst werden [19].

$$0 = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (2.7)$$

Vereinfacht gelten die Gleichungen (2.4) und (2.6) auch für mehrere sich berührende Körper. Allerdings wird dabei vernachlässigt, dass sich beim Kontakt zweier fester Körper mit einer gewissen Oberflächenrauigkeit nur die Rauheitsspitzen berühren. Aus der verkleinerten Kontaktfläche resultiert ein niedrigerer Wärmestrom durch die Kontaktfläche. Dieses Verhalten kann mit dem sogenannten Kontaktwärmewiderstand beschrieben werden. In der vorliegenden Arbeit liegt ein derartiger Kontakt beispielsweise zwischen Halterung und Isolierung, sowie zwischen Isolierung und Kalorimeter vor. Für eine exakte Berechnung des auszulegenden kalorimetrischen Messsystems ist daher die Nutzung eines Modells des Kontaktwärmeeübergangs erforderlich. Allerdings bedeutet eine Vernachlässigung des Kontaktwärmewiderstands eine größere Wärmeübertragung innerhalb des kalorimetrischen Messsystems. Da diese Annahme zu einem größeren Messfehler führt, entspricht die Vernachlässigung des Kontaktwärmeeübergangs einer konservativen Auslegung des Systems. Deshalb wird der Kontakt zwischen den Komponenten in der vorliegenden Arbeit als ideal angesehen [11].

### 2.1.3. Konvektion

Bei der Wärmeübertragung von Festkörpern auf Fluide muss zusätzlich zur Wärmeleitung berücksichtigt werden, dass das Fluid die Wärmeenergie in Strömungsrichtung mit sich führt. Diese Art des Wärmetransports wird Konvektion genannt und lässt sich wiederum in zwei Teilbereiche unterteilen. Unterschieden wird hierbei, ob die Strömung mit beispielsweise Pumpen oder Ventilatoren erzwungen wird (erzwungene Konvektion) oder sich ein Geschwindigkeitsfeld lediglich aufgrund von Dichteunterschieden im Fluid aufbaut (natürliche Konvektion). Diese Dichtegradienten werden von Temperaturunterschieden innerhalb

des Fluids hervorgerufen. Die natürliche Konvektion ist für die vorliegende Arbeit jedoch nicht von Bedeutung und wird daher nicht weiter thematisiert [7].

In Analogie zur Wärmeleitung ist für den Wärmeübergang zwischen Festkörper und Fluid eine Größe eingeführt worden, mit der der Wärmeübergang modelliert wird. Dies ist der Wärmeübergangskoeffizient. Da aufgrund der Haftbedingung für die Strömungsgeschwindigkeit direkt an der Wand  $\vec{v} = 0$  gilt, wird die Wärme in einem wandnahen Bereich weiterhin nur durch das Prinzip der Wärmeleitung übertragen. Für den Wärmeübergangskoeffizienten gilt daher:

$$\dot{q} = \alpha \cdot (T_{Wand} - T_{Fluid}) = -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{Wand} \quad (2.8)$$

Im Gegensatz zur Wärmeleitfähigkeit ist der Wärmeübergangskoeffizient keine Stoffgröße. Die Herausforderung bei der Berechnung des Wärmeübergangs zwischen Festkörper und Fluid ist deshalb, dass weder der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  noch der Temperaturgradient  $\left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{Wand}$  der wandnahen Fluidschicht bekannt sind. Für die meisten Anwendungen sind Messungen des Temperaturgradienten nicht realisierbar, da der Messfühler das Strömungsverhalten und damit auch den Temperaturgradienten durch seine Anwesenheit beeinflussen würde. Außerdem ist der Temperaturgradient unter anderem vom Geschwindigkeitsfeld abhängig, sodass eine analytische Berechnung nur in sehr seltenen Fällen möglich ist. Eine Alternative den Wärmeübergang zu beschreiben ist, empirische Gleichungen aus einer Vielzahl an Messungen abzuleiten. Um den Umfang der Messungen gering zu halten, sind verschiedene dimensionslose Ähnlichkeitskennzahlen entwickelt worden, mit denen sich die fluiddynamischen und thermischen Vorgänge beschreiben lassen. Mithilfe dieser Kennzahlen können ähnliche Versuche zusammengefasst und dadurch ein möglichst breites Spektrum an Versuchsbedingungen in wenigen Gleichungen vereint werden. Die empirischen Gleichungen dienen jedoch lediglich als erste Abschätzung der Problemstellung. Um exaktere Ergebnisse zu erhalten, müssen Versuche oder Simulationen der Wärmeleitungsgleichung in Kombination mit den Navier-Stokes Gleichungen durchgeführt werden [7].

Eine der wichtigsten dimensionslosen Kennzahlen der Konvektion ist die Nusselt-Zahl. Sie setzt den tatsächlichen konvektiven Wärmeübergang zwischen einem Fluid und der Oberfläche eines Festkörpers ins Verhältnis zu der theoretischen Wärmeleitung des Fluids im ruhenden Zustand. Die mathematische Definition der Nusselt-Zahl lautet:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda} \quad (2.9)$$

Dabei ist  $L$  eine charakteristische Länge der Strömung wie beispielsweise der Rohrdurchmesser. Die Nusselt-Zahl ist in den vergangenen Jahrzehnten in zahlreichen Experimenten gemessen und für ähnliche Versuchsbedingungen in Korrelationen zusammengefasst worden. Für laminare und turbulente Rohrströmungen sind beispielsweise die folgenden Gleichungen

chungen entwickelt worden [16]:

$$Nu = \left[ 49,371 + \left( 1,615 \left( Re \cdot Pr \cdot \frac{d_i}{l} \right)^{\frac{1}{3}} - 0,7 \right)^3 + \left( \frac{2}{1 + 22 \cdot Pr} \right)^{\frac{1}{6}} \cdot \left( Re \cdot Pr \frac{d_i}{l} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (2.10)$$

$$Nu = \frac{\frac{(1,8 \cdot \log(Re) - 1,5)^{-2}}{8} \cdot Re \cdot Pr}{1 + 12,7 \sqrt{\frac{(1,8 \cdot \log(Re) - 1,5)^{-2}}{8}} (Pr^{\frac{2}{3}} - 1)} \left( 1 + \left( \frac{d_i}{l} \right)^{\frac{2}{3}} \right) \quad (2.11)$$

Die Gleichungen (2.10) und (2.11) zeigen, dass für die Berechnung des konvektiven Wärmeübergangs in Rohrströmungen zwei weitere dimensionslose Kennzahlen benötigt werden. Die Prandtl-Zahl  $Pr$  ist definiert als das Verhältnis der kinematischen Viskosität  $\nu$  und der Temperaturleitfähigkeit  $a$  des Fluids:

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\eta \cdot c_p}{\lambda} \quad (2.12)$$

Daher beschreibt sie das Verhältnis der viskosen und thermischen Grenzschichtdicke, auf die in Kapitel 2.2.1 näher eingegangen wird. Die Reynolds-Zahl  $Re$  ist die bedeutendste Kennzahl für die Charakterisierung von Strömungen und wird deshalb erst in Kapitel 2.2.1 diskutiert. Auf die Herleitung der einzelnen Ähnlichkeitskennzahlen wird an dieser Stelle verzichtet. Diese können unter anderem in der Arbeit von Schlichting nachgeschlagen werden [28].

Das kalorimetrische Messsystem wird zur Kühlung von Wasser durchströmt. Daher muss bei der Auslegung einerseits die Wärmeleitung innerhalb des Festkörpers und andererseits der konvektive Wärmeübergang zwischen Festkörper und Fluid betrachtet werden. Von den drei diskutierten Wärmeübertragungsmechanismen sind deshalb für die Berechnung des kalorimetrischen Messsystems vor allem die Wärmeleitung und die erzwungene Konvektion zu berücksichtigen. Der zu messende Wärmestrom wird durch den konvektiven Wärmeübergang von der Windkanalströmung auf das Kalorimeter und aufgrund von Hochtemperaturreffekten der Hyperschallströmung, welche in Kapitel 2.2.2 thematisiert werden, erzeugt. Wie bereits erläutert, ist die Wärmestrahlung in beiden Fällen vernachlässigbar.

## 2.2. Strömungsmechanik

Wie die Wärmeübertragung ist auch die Strömungsmechanik ein wichtiger Zweig der Ingenieurwissenschaften. Um eine Strömung detailliert beschreiben zu können, werden Gleichungen benötigt, mit denen die Geschwindigkeit und die innere Energie des Fluids an jedem Ort und zu jedem Zeitpunkt berechenbar sind. In Kontinuumsströmungen, mit de-

nen sich diese Arbeit ausschließlich beschäftigt, ermöglichen dies die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls (in allen drei Dimensionen) und Energie. In der Literatur werden teilweise nur die Erhaltungsgleichungen des Impulses als Navier-Stokes Gleichungen bezeichnet. In der vorliegenden Arbeit ist mit dieser Bezeichnung jedoch stets die Gesamtheit der fünf Erhaltungsgleichungen gemeint. Sie können als integrale Form aus den Flussgrößen in ein Kontrollvolumen entwickelt werden. Diese Form lässt sich anschließend je nach Verwendung in verschiedene Darstellungen umformen. Eine mögliche transformierte Form ist beispielsweise die Divergenzform, die durch die Anwendung von Integralsätzen entsteht. Allerdings übersteigt die Herleitung der Gleichungen den Umfang dieser Arbeit. Aus diesem Grund sei an dieser Stelle auf die Arbeit von Schlichting verwiesen, in der das gesamte Gleichungssystem in verschiedenen Darstellungen hergeleitet wird [28]. Der Vollständigkeit halber sind die Gleichungen in ihrer allgemeinen Form in kartesischen Koordinaten und der Lagrang'schen Formulierung angegeben. Die für das mathematische Verständnis erforderlichen Grundrechenregeln der Vektoranalysis können im Anhang nachgeschlagen werden.

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (2.13a)$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \rho \vec{g} - \nabla p + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}} \quad (2.13b)$$

$$\rho \frac{d}{dt} \left( e + \frac{||\vec{v}||^2}{2} + \psi \right) = -\nabla \cdot (p \vec{v}) - \nabla \cdot \vec{q} + \nabla \cdot (\bar{\bar{\tau}} \cdot \vec{v}) \quad (2.13c)$$

Gleichung (2.13a) beschreibt die Massenerhaltung. Sie gibt die Tatsache wieder, dass die Summe der in ein Kontrollvolumen ein- und ausströmenden Massenströme pro Zeiteinheit gleich der Massenänderung aufgrund von Dichteänderung innerhalb des Kontrollvolumens pro Zeiteinheit ist. Für die Annahme eines inkompressiblen Fluids, als das Wasser modelliert werden kann, vereinfacht sich die Gleichung, da nun die substantielle Ableitung der Dichte verschwindet und somit für die Divergenz des Geschwindigkeitsvektors  $\nabla \cdot \vec{v} = 0$  gilt [28].

Gleichung (2.13b) beschreibt die Impulserhaltung in Vektorschreibweise. Sie entspricht dem zweiten Newton'schen Gesetz, das besagt, dass die Multiplikation von Beschleunigung und Masse gleich aller auftretenden Kräfte ist. Die dabei zu berücksichtigenden Kräfte sind die Volumenkräfte  $\rho \vec{g}$ , Druckkräfte  $\nabla p$  und Reibungskräfte  $\nabla \cdot \bar{\bar{\tau}}$ , die durch die Divergenz des viskosen Spannungstensors  $\bar{\bar{\tau}}$  beschrieben werden [28].

Gleichung (2.13c) komplettiert die Navier-Stokes Gleichungen. Diese beschreibt die Energieerhaltung. Sie besagt, dass die Änderung von potentieller, kinetischer und innerer Energie gleich der zu- beziehungsweise abgeführten Wärme  $\nabla \cdot \vec{q}$  und hydraulischen Leistung  $\nabla \cdot (p \vec{v})$  und der Reibarbeit  $\nabla \cdot (\bar{\bar{\tau}} \cdot \vec{v})$  ist.  $\vec{q}$  steht dabei für den Vektor der Wärmestromdichte [28].

Im Folgenden werden zunächst die Grundlagen der Strömungsmechanik und im Besonderen die Turbulenz erörtert. Das daran anschließende Unterkapitel behandelt zusätzlich die Eigenschaften von Hyperschallströmungen, da diese für das Verständnis der Testbedingungen innerhalb des Windkanals relevant sind. Abschließend werden die Charakteristika von Rohrströmungen diskutiert.

### 2.2.1. Grundlagen der Strömungsmechanik

Eine analytische Lösung der Navier-Stokes Gleichungen ist für die meisten Anwendungen nicht möglich. Daher ist eine Vereinfachung der Gleichungen aufgrund von verschiedenen Strömungsmerkmalen oftmals notwendig. Eines dieser Merkmale ist die Kompressibilität. Die Beeinflussung des Volumens durch eine Druckänderungen bei gleichzeitig konstanter Temperatur ist für viele Fluide vernachlässigbar gering. Diese Fluide, wie zum Beispiel Wasser, können als inkompressibel angenommen werden. In diesem Fall vereinfachen sich sowohl die Massen- als auch die Impulserhaltung der Navier-Stokes Gleichungen. Außerdem entfällt die Koppelung zwischen der Energieerhaltungsgleichung und den restlichen vier Gleichungen, da der Druck nicht mehr über eine Zustandsgleichung an Dichte und Temperatur gekoppelt ist [29].

Die Grenzschichttheorie von Prandtl unterteilt eine Strömung in zwei Bereiche. Demnach kann die Reibung außerhalb einer sehr dünnen Schicht auf der Körperoberfläche vernachlässigt werden. Innerhalb dieser Schicht, die Grenzschicht genannt wird, sind die viskosen Terme der Navier-Stokes Gleichung nicht vernachlässigbar. Dennoch lassen sich die Erhaltungsgleichungen mithilfe der Prandtl'schen Grenzschichttheorie vereinfachen. Dies wird unter anderem für die Berechnung von Körperumströmungen genutzt. Der Bereich, für den die Grenzschichtgleichungen gültig sind, ist definiert als der Bereich, in dem die Strömungsgeschwindigkeit maximal 99 % der Außenströmung beträgt. In dieser Schicht fällt die Strömungsgeschwindigkeit sukzessive ab, bis sie an der Körperoberfläche die Wandgeschwindigkeit, die in den meisten Anwendungen gleich null ist, erreicht. Damit erfüllt die Strömung die Haftbedingung, die für Kontinuumsströmungen gültig ist.

Bereits 1883 zeigte Reynolds in seinem Farbfadenexperiment, dass diese zwei Strömungsformen existieren und innerhalb eines gewissen Umschlagbereichs in einander übergehen. Die dimensionslose Kennzahl, mit der der Übergangsbereich eingegrenzt wird, heißt Reynolds-Zahl. Sie setzt die Trägheits- und Reibungskräfte ins Verhältnis. Außerdem können mit ihr geometrisch ähnliche Strömungen verglichen werden. Zwei unterschiedliche Fluide, die durch Rohre mit unterschiedlichen Durchmessern strömen, weisen beispielsweise dasselbe Strömungsverhalten auf, wenn die Reynolds-Zahl beider Vorgänge gleich groß ist. Dies wird unter anderem dafür genutzt, in Windkanälen reale Strömungsverhältnisse in einem kleineren Maßstab nachzubilden. Die mathematische Formulierung der Reynolds-Zahl ist:

$$Re = \frac{v \cdot d}{\nu} \quad (2.14)$$

Allerdings gibt die Reynolds-Zahl nur den ungefähren Beginn beziehungsweise das ungefähre Ende des transienten Übergangsbereichs an. Je nach den herrschenden Randbedingungen kann dieser früher oder später beginnen und enden. Typische Werte für den Beginn und das Ende des transienten Bereichs sind  $Re = 2300$  und  $Re = 10000$  [34].

Im Farbfadenexperiment wird ein dünner Farbfaden in eine Rohrströmung eingespritzt. Für kleine Reynolds-Zahlen folgt der Faden sehr gradlinig der Strömung. Eine derartige Strömung ist laminar. In ihr bewegt sich das Fluid in Schichten unterschiedlicher Geschwindigkeit, zwischen denen nahezu kein Austausch stattfindet. Mit steigender Reynolds-Zahl wird die Strömung zunehmend instabil. Zunächst entstehen Tollmien-Schlichting Wellen, aus denen sich anschließend dreidimensionale Wellen und Wirbel, die Lambda-Strukturen genannt werden, bilden. Durch den Zerfall der Wirbel entstehen vereinzelte Turbulenzflecken, deren Anzahl ansteigt, bis schließlich die gesamte Strömung vollturbulent ist [26]. Dieser Übergang von laminar zu turbulent ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Darüber hinaus zeigt Abbildung 2.1, dass die Dicke der Grenzschicht mit der Lauflänge stetig ansteigt, solange die Strömung weder beschleunigt noch abgebremst wird. Außerdem ist sie für turbulente Strömungen größer als für laminare Strömung. Dies lässt sich physikalisch mit Viskositätseffekten veranschaulichen. Die Viskosität bewirkt einen von der Wand senkrecht ausgehenden Impulstransport mit der Transportgeschwindigkeit  $U_{Impuls}$ , die proportional zur Viskosität ist. Daher legt der Impuls die Strecke  $\delta$  in der Zeit  $t$  zurück. Die Außenströmung mit der Geschwindigkeit  $U_\infty$  legt in derselben Zeit die Strecke vom Staupunkt bis zu der Stelle  $x$  über dem Körper zurück. Die Höhe des von der Viskosität beeinflussten Bereichs an der Stelle  $x$  beträgt aus diesem Grund  $\delta$ . Mit wachsender Entfernung zum Staupunkt nehmen deshalb auch die vom Impuls zurückgelegte Strecke und die Grenzschichtdicke zu. Aufgrund dieses Zusammenhangs muss in turbulenten Grenzschichten die Geschwindigkeit  $U_{Impuls}$  und damit die Viskosität größer sein als in laminaren. Dies ist auch der Fall, da sich turbulente Grenzschichten wie ein sehr zähes Fluid verhalten, obwohl sich die Viskosität nicht verändert. Dies liegt daran, dass zusätzlich zu den viskosen Spannungstermen weitere Spannungen auftreten, die von der turbulenten Viskosität hervorgerufen werden [28].

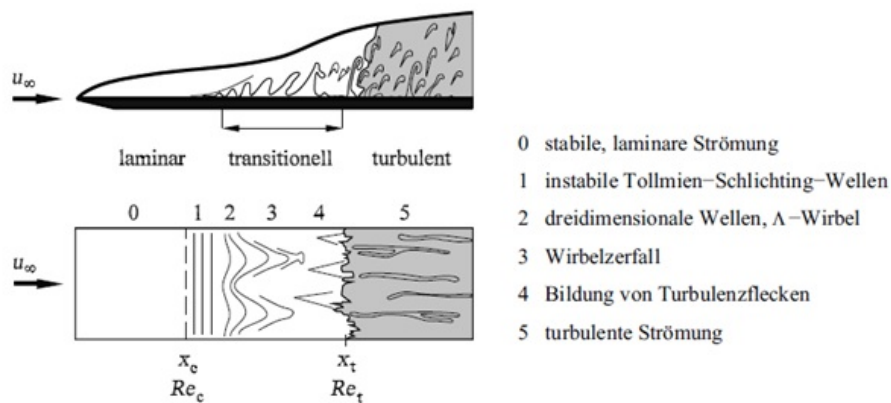


Abbildung 2.1.: Übergang einer laminaren Grenzschichtströmung in eine turbulente [26]



Der geordneten laminaren Grundströmung sind in der turbulenten Strömung Schwankungsbewegungen überlagert, die dazu führen, dass die Strömung stark durchmischt wird. In Grenzschichten ist diese Durchmischung anhand des Geschwindigkeitsprofils gut ersichtlich. Anders als in einer laminaren Grenzschichtströmung ist die Strömungsgeschwindigkeit im Großteil einer turbulenten Grenzschicht nahezu konstant. Nur im wandnahen Bereich weist die turbulente Strömung einen hohen Gradienten auf. Ein Beispiel für ein derartiges Profil ist im rechten Bereich der Abbildung 2.2 dargestellt. Die wandnahe Schicht hat in der turbulenten Strömung eine besondere Bedeutung. Im Gegensatz zu laminaren Grenzschichten besteht die turbulente Grenzschicht aus zwei unterschiedlichen Schichten. Diese sind die viskose Unterschicht und die turbulente Kernströmung. Prandtl's Untersuchungen von Grenzschichten zeigen, dass der Aufbau von turbulenten Grenzschichten universellen Charakter hat. Mithilfe des dimensionslosen Wandabstands  $y_+$  können die Grenzen der Schichten abgeschätzt werden [34].

$$y_+ = \frac{y \cdot \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}}{\nu} \quad (2.15)$$

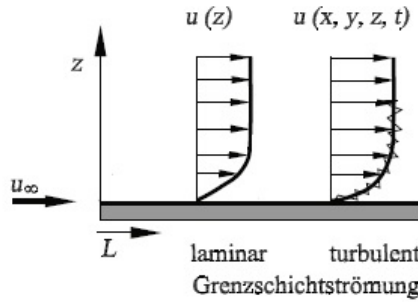
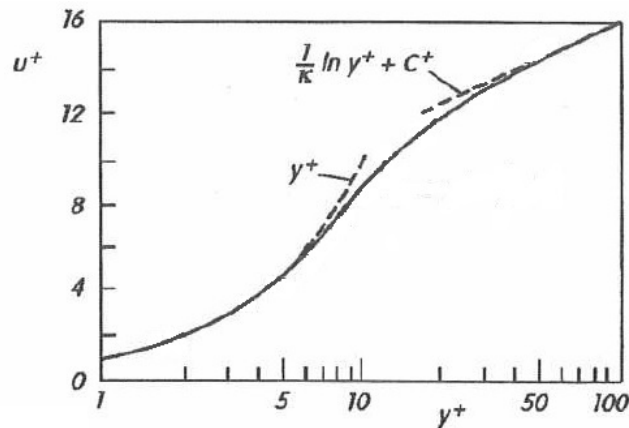


Abbildung 2.2.: Typische Geschwindigkeitsprofile innerhalb einer Grenzschicht [26]

Abbildung 2.3 zeigt, dass sich die viskose Unterschicht bis etwa  $y_+ = 5$  erstreckt. In dieser Schicht hat die Strömung laminaren Charakter, da durch die Nähe zur Wand den Wirbelstrukturen zu wenig Raum zur Ausbreitung zur Verfügung steht. Daher wird die Energie, die der viskosen Unterschicht zugeführt wird, direkt von der Reibung in Wärme umgewandelt (viskose Dissipation). Das Geschwindigkeitsprofil in dieser wandnahen Schicht hat ebenfalls universellen Charakter. Für alle turbulenten Grenzschichtströmungen gilt hier  $y_+ = u_+$ . Ab circa  $y_+ > 70$  beginnt die Überlappungsschicht [28]. In dieser Region gilt das sogenannte logarithmische Wandgesetz. Diese von van Karman entwickelte Beziehung ist universell gültig und besagt, dass die dimensionslose Geschwindigkeit proportional zum natürlichen Logarithmus des dimensionslosen Wandabstands ist. In dem Bereich zwischen Überlappungsschicht und viskoser Unterschicht geht das Geschwindigkeitsprofil von der Form  $y_+ = u_+$  in die Form  $u_+ \propto \ln(y_+)$  über. Somit ist die Geschwindigkeit im wandnahen Bereich einer turbulenten Strömung mithilfe des dimensionslosen Wandabstands

berechenbar.



Abbildungung 2.3.: Dimensionsloser Geschwindigkeitsverlauf in turbulenten Strömungen nahe der Wand [28]

Der Übergang zur Kernströmung ist fließend, daher sind konkrete Wert für  $y_+$  in der Literatur selten zu finden. Je größer der Abstand zur Wand wird, desto geringer ist der Einfluss der viskosen Spannungen, obwohl sich das Fluid wie ein sehr viel zäheres Medium verhält. Dieses Verhalten wird von den Reynoldsspannungen hervorgerufen. Wie im nachfolgenden Kapitel gezeigt wird, besteht ein Zusammenhang zwischen den Reynoldsspannungen und den Geschwindigkeitsschwankungen. Daher sind sie klein in Bereichen mit geringen Schwankungsanteilen, wie in der Nähe der Wand, und groß in der turbulenten Kernschicht. Dort treten außerdem die größten Wirbelstrukturen auf. Diese nehmen die Energie der Kernströmung auf und geben sie an kleinere Strukturen ab, von denen die Energie wiederum zu kleineren Wirbeln fließt. Abschließend wird die Energie in den kleinsten Strukturen der Strömung in Wärme überführt (turbulente Dissipation). Dieser Energietransfer wird als Energiekaskade bezeichnet und ist für die Erstellung numerischer Modelle zur Berechnung turbulenter Strömungen von großer Relevanz [31].

Neben der bisher behandelten Strömungsgrenzschicht existiert auch eine Temperaturgrenzschicht. Ähnlich wie die Strömungsgrenzschicht wird die Temperaturgrenzschicht durch die Wandtemperatur und die Temperatur der Außenströmung begrenzt. Die Dicke der Temperaturgrenzschicht hängt jedoch nicht von der Reynolds-Zahl, sondern von dem Produkt aus Reynolds-Zahl und Prandtl-Zahl ab. Für Prandtl-Zahlen  $Pr = 1$  sind die kinematische Viskosität und die Temperaturleitfähigkeit des Fluids gleich groß. Daher verlaufen der Impulstransport, für den die Viskosität die treibende Größe ist, und der Wärmetransport, der von der Temperaturleitfähigkeit bestimmt wird, ähnlich und beide Grenzschichten sind gleich dick. Für den Fall einer Wasserströmung ist die Prandtl-Zahl größer als 1. Deshalb liegt die gesamte Temperaturgrenzschicht innerhalb der Strömungsgrenzschicht. Für turbulente Strömungen gilt zusätzlich, dass Strömungen mit einer Prandtl-Zahl  $Pr > 0,5$  eine ähnliche universelle Temperaturschichtenstruktur aufweisen wie die Strömungsgrenzschicht. Somit ist für die Berechnung von Wärmeübergängen zwischen Wand und Strömung

eine sehr feine Auflösung des wandnahen Gebiets zwingend erforderlich, da vor allem in der Unterschicht der Temperaturgrenzschicht der Wärmeübergang zwischen Wand und Fluid stattfindet [30].

### 2.2.2. Besonderheiten der Hyperschallströmung

Zu Beginn dieses Abschnitts werden die einzelnen Strömungsbereiche aufgelistet, um die Hyperschallströmung im Vergleich zur Über- und Unterschallströmung besser einordnen zu können. Eine Einteilung der Bereiche kann mithilfe der Anströmmachzahl  $M_\infty$  durchgeführt werden [9]:

- Inkompressible Unterschallströmung:  $0 < M_\infty < 0,5$
- Kompressible Unterschallströmung:  $0,5 < M_\infty < M_{krit}$
- Transsonische Strömung:  $M_{krit} < M_\infty < M_{Ueberschall}$
- Überschallströmung:  $M_{Ueberschall} < M_\infty < 5$
- Hyperschallströmung:  $M_\infty > 5$
- Supraaerodynamik:  $Kn > 1$

Die Machzahl  $M_{krit}$  ist diejenige Geschwindigkeit, bei der die Strömung über dem Flugkörper lokal zum ersten Mal die Schallgeschwindigkeit erreicht ( $M_x = 1$ ).  $M_{Ueberschall}$  beschreibt die Machzahl, bei der die gesamte Strömung den Körper schneller als der Schall umströmt. Eine transsonischen Strömung weist daher sowohl lokale Über- als auch Unterschallgebiete auf.

Die Knudsen-Zahl  $Kn$  ist eine weitere dimensionslose Kennzahl. Sie setzt die mittlere freie Weglänge der Moleküle  $\lambda$  und die charakteristische Länge des Flugkörpers  $L$  ins Verhältnis. Die mittlere freie Weglänge der Moleküle gibt an, welche Strecke ein Molekül zurücklegen muss um mit einem weiteren Molekül zu kollidieren. Deshalb interagieren die Moleküle für Knudsen-Zahlen  $Kn = \frac{\lambda}{L} > 1$  fast ausschließlich mit der Flugkörperoberfläche und nur extrem selten untereinander. Für ein Spaceshuttle liegen diese Bedingungen beispielsweise in der oberen Atmosphäre ab einer Höhe von ungefähr 100 km vor. Allerdings gehören derartige Strömungsbedingungen nicht zu den Kontinuumsströmungen und sind daher für die vorliegende Arbeit nicht weiter relevant [9].

Zwischen Über- und Hyperschall existiert keine konkrete Grenze. Allerdings liegen im Hyperschall die folgenden Merkmale vor, mit denen eine Hyperschallströmung charakterisiert werden kann [2]. Diese sind für das Verständnis der äußeren Bedingungen des kalorimetrischen Messsystems von großer Bedeutung.

#### 1. Dünne Stoßschicht:

Der Verdichtungsstoß legt sich an der Körpervorderkante mit steigender Machzahl immer näher an die Körperkontur an. Mithilfe gasdynamischer Beziehungen für die 2D Keilströmung und den Beziehungen zwischen den Geschwindigkeitskomponenten kann gezeigt wer-

den, dass der Stoßwinkel  $\sigma$  in ebenen Strömungen für unendlich große Machzahlen gegen das 1,2-fache des Umlenk winkels  $\delta$  strebt. Für kleine Grenzschichten bedeutet dies, dass die reibungsfreie Strömung sehr nahe am Körper entlang fließt. Dadurch können vereinfachte Berechnungsmodelle wie das Verfahren nach Newton angewandt werden [2].

### 2. Viskose Wechselwirkung:

Die Grenzschicht der Hyperschallströmung wächst mit steigender Machzahl stärker als im Unterschall an. Dies liegt an der großen Temperaturzunahme aufgrund der Reibung innerhalb der Grenzschicht. Die Grenzschichtdicke nimmt mit der Viskosität zu, welche im Fall von Luft wiederum mit der Temperatur steigt. Durch die extreme Dicke der Grenzschicht ist die gegenseitige Beeinflussung zwischen dieser und der reibungsfreien Außenströmung stärker als bei niedrigeren Geschwindigkeiten. Die Wechselwirkungen führen zu einer veränderten Druckverteilung und somit zu anderen Auftriebs- und Widerstandsbeiwerten. Außerdem besteht die Möglichkeit, dass sich der eng anliegende Verdichtungsstoß und die Grenzschicht vermischen. In diesem Fall ist der gesamte Bereich zwischen Stoß und Körperoberfläche viskos, was den mathematischen Umgang mit diesem System extrem erschwert [2].

### 3. Entropieschicht:

Stumpfe Körper erzeugen einen gekrümmten Verdichtungsstoß, der von der Körperoberfläche abgelöst ist. Aus gasdynamischen Beziehungen ist ersichtlich, dass ein schräger Verdichtungsstoß immer schwächer ist als ein senkrechter Stoß bei derselben Anströmmachzahl. Dies gilt gleichermaßen für die Entropiezunahme über den Stoß. Da die Stromlinien der Anströmung in unterschiedlichen Winkeln durch den gekrümmten Stoß hindurch treten, sind die Beeinflussung der Strömung und die Entropiezunahme vom Ort abhängig. Daher erfahren die verschiedenen Stromlinie je nach Eintrittswinkel einen unterschiedlich großen Entropiezuwachs. Die unterschiedlich starken Entropiegradienten erzeugen eine Entropieschicht, die stromab entlang der Körperkontur verläuft. Sie umhüllt und beeinflusst die Grenzschicht und erschwert damit deren Berechnung [2].

### 4. Hochtemperatureffekte:

Die hohen Geschwindigkeiten der Außenströmung werden durch den Stoß und die Reibung in der Grenzschicht stark abgebremst, bis sie an der Körperfläche die Haftbedingung erfüllen. Während dieses Vorgangs heizt sich das Fluid extrem auf. Die entstehenden Temperaturen sind unter der Annahme eines idealen Gases proportional zur quadrierten Machzahl und können weit über 1000 K anwachsen. Abbildung 2.4 zeigt, dass die Temperatur im Staupunkt in der Realität langsamer anwächst als in der Theorie. Dies liegt vor allem daran, dass nicht die gesamte Energie, die den Molekülen durch die Abbremsung zugeführt wird, der Erwärmung dient. Durch einen Teil der Energie werden verschiedene chemische Reaktionen in Gang gesetzt. Diese werden im Folgenden am Beispiel von Luft erörtert. Ab circa 800 K werden mit einem Teil der Energie innere Freiheitsgrade der Moleküle zu Schwingungen angeregt. Dadurch verändern sich die Eigenschaften des Gases. Beispielsweise stellt sich eine Abhängigkeit des Isentropenexponenten von der Temperatur

ein. Die Schwingungen werden mit steigender Temperatur immer stärker. Die schwingenden Sauerstoffmoleküle kollidieren miteinander und nehmen dabei solange Energie auf, bis die Bindungsenergie überschritten wird und sich das Molekül in atomaren Sauerstoff aufteilt ( $\text{O}_2 \rightarrow 2\text{O}$ ). Dieser Vorgang wird Dissoziation genannt. Für Sauerstoff beginnt dieser Prozess bei circa 2000 K und ist bei ungefähr 4000 K abgeschlossen. Im Anschluss an den Sauerstoff dissoziiert der Stickstoff von  $\text{N}_2$  zu  $2\text{N}$ . Steigt die Temperatur nach Beendigung dieses Prozesses bei circa 9000 K weiter an, werden bei den Zusammenstößen des atomaren Sauerstoffs und Stickstoffs Elektronen aus den Atomshalen geschlagen und das Gas wird zu einem ionisierten Plasma. Da diese Reaktionen eine gewisse Anzahl an Kollisionen benötigen, existieren im Strömungsfeld Gebiete, in denen die Reaktionen noch nicht vollständig abgelaufen sind. Dieses chemische Ungleichgewicht ist mathematisch extrem schwer zu berechnen und kann sich je nach Geschwindigkeit und Fluidichte über weite Teile des Körpers erstrecken. Des Weiteren können die Atome an Oberflächen aus bestimmten Materialien rekombinieren. Das bedeutet, dass die einzelnen Atome zunächst an der Wand haften bleiben, dort mit einem weiteren Atom reagieren und die Oberfläche als Molekül wieder verlassen. Bei diesem Vorgang geben sie Energie an die Oberfläche ab, sodass sich der an die Oberfläche übertragene Wärmestrom maßgeblich vergrößert. Katalytische Materialien wie beispielsweise Silber unterstützen die Rekombination der Atome stärker als nicht katalytische Materialien wie Quarz. Daher ist eine Anforderung an das kalorimetrische Messsystem, dass dieses beschichtet werden kann, um verschiedene Materialien testen und den Einfluss der Oberflächenkatalyse auf den Wärmestrom bestimmen zu können.

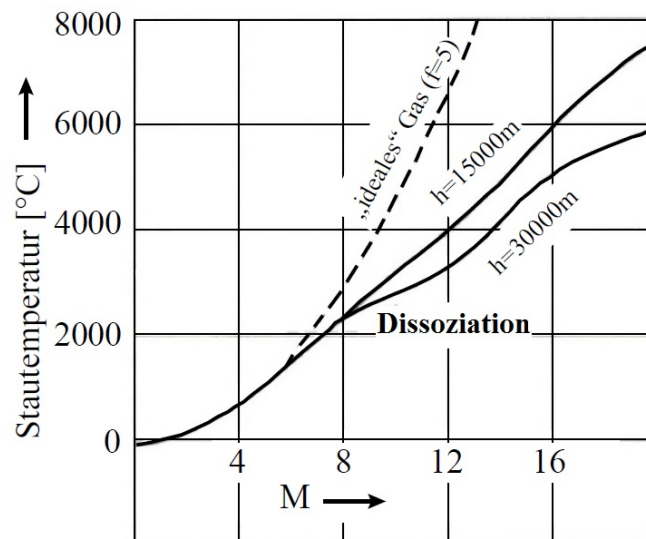


Abbildung 2.4.: Staupunkttemperatur in Abhängigkeit der Machzahl [9]

### 2.2.3. Rohrströmung

Für die Auslegung der Kühlleitungen des kalorimetrischen Messsystems müssen die besonderen Eigenschaften der Rohrströmungen betrachtet werden. Grundsätzlich ist die Charakterisierung einer Rohrströmung im Vergleich zur Umströmung eines Körpers identisch. Das Strömungsverhalten lässt sich in laminar, turbulent, kompressibel und inkompressibel, reibungsbehaftet und reibungsfrei unterteilen. Aufgrund des umgebenden Rohrs weist die Rohrströmung jedoch ein teilweise verändertes Verhalten auf. Dies spiegelt sich in den charakteristischen Geschwindigkeitsprofilen wieder. Abbildung 2.5 zeigt das Geschwindigkeitsprofil eines Rohreinlaufs. Aufgrund der Tatsache, dass die Rohrströmung von allen Seiten beeinflusst wird, bildet sich hinter dem Rohreinlauf zunächst eine reibungsfreie Kernströmung in der Rohrmitte, die von der Grenzschicht umringt ist. Genauso wie bei Körperumströmungen wächst die Grenzschichtdicke entlang des Rohrverlaufs an. Nach einer Einlaufstrecke, deren Länge vom Rohrdurchmesser und der Reynolds-Zahl abhängt, ist die hydrodynamisch Strömung ausgebildet, die Kernströmung verschwindet und das Geschwindigkeitsprofil ändert sich unter gleichbleibenden Bedingungen nicht weiter. Innerhalb des Rohrs liegen jetzt ähnliche Bedingungen wie in einer Grenzschichtströmung vor, sodass die Grenzschichttheorie angewandt werden kann [28]. Da die Temperatur- und die Strömungsgrenzschicht auch innerhalb von Rohrströmungen ähnlich sind, gilt dieses Verhalten ebenfalls für die Temperaturgrenzschicht. Allerdings ist eine ausgebildete Rohrströmung wegen der fehlenden Begrenzung durch eine Außenströmung definitionsgemäß keine Grenzschichtströmung.

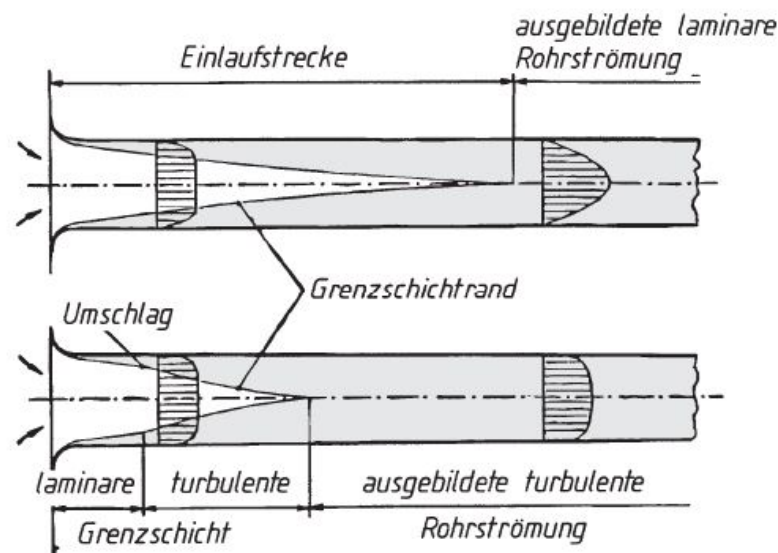


Abbildung 2.5.: Einlaufstrecke einer Rohrströmung [20]

Ein weiterer wichtiger Faktor ist die Rauheit der Rohre. Aufgrund der verhältnismäßig großen Oberfläche wird die Strömung sehr stark durch die Rauheit beeinflusst. Der daraus resultierende Druckverlust ist von dem Verhältnis von Rohrdurchmesser und Rauheit ab-

hängig und muss für laminare und turbulente Strömungen einzeln betrachtet werden. Für laminare ausgebildete Rohrströmungen von Wasser können die Navier-Stokes Gleichungen in Zylinderkoordinaten transformiert und anschließend vereinfacht werden. Das entstehende Gleichungssystem ist dann analytisch lösbar. Für das mathematische Verständnis ist die Herleitung des Reibungsbeiwerts unter anderem in der Arbeit von White zu finden [34]. Das Lösen der Navier-Stokes Gleichungen mit den genannten Randbedingungen ergibt, dass der Rohrreibungsbeiwert  $\lambda_R = \frac{64}{Re}$  nur von der Reynolds-Zahl abhängt. Für turbulente Strömungen ist der Zusammenhang sehr viel schwieriger herzuleiten, da diese aus zwei Schichten aufgebaut ist. Rauheiten, die lediglich in die viskose Unterschicht hineinragen, beeinflussen die Strömung anders, als Rauheiten, die die viskose Unterschicht vollständig durchdringen. Daher muss bei den Berechnungen zusätzlich das Verhältnis von Rauheit zu Rohrdurchmesser berücksichtigt werden. Mithilfe der Grenzschichtgleichungen sind Beziehungen hergeleitet worden, die für verschiedene Verhältnisse von Rohrdurchmesser und Rauheit gelten. Diese Beziehungen sind im Colebrook-Diagramm graphisch dargestellt. Anhand von Abbildung 2.6 ist ersichtlich, dass sich die Rohrrauheit in drei Bereiche einteilen lässt. Diese sind hydraulisch glatte und hydraulisch raue Rohre sowie ein Übergangsbereich dazwischen. Wie auch für laminare Strömungen nimmt der Rauheitsbeiwert mit steigender Reynolds-Zahl im hydraulisch glatten und im Übergangsbereich ab. Bei hydraulisch rauen Rohren hingegen ist der Beiwert unabhängig von der Reynolds-Zahl. Für derartige Rohre ragen die Rauheitsspitzen bis in die Überlappungsschicht hinein. Deshalb treten in derart beschaffenen Rohren keine Viskositätseffekte auf.

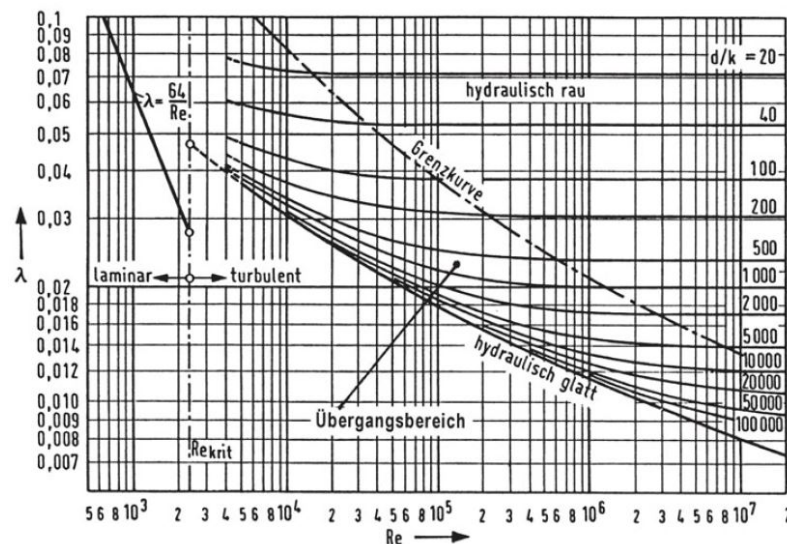


Abbildung 2.6.: Colebrook-Diagramm zur Bestimmung des Reibungsbeiwerts [20]

Die Rauheit wird im Colebrook-Diagramm mithilfe der äquivalenten Sandrauheit beschrieben. Die Nutzung dieser Größe ist geschichtlich bedingt. Da die Messung der Rauheit innerhalb von Rohren erschwert ist, wurden die Rohre für Messungen auf der Innenseite mit Sand beschichtet. Jeder Rauheit wurde eine äquivalente Sandkorngröße zugeordnet, sodass

mithilfe unterschiedlicher Korngrößen verschiedene Rauheiten und deren Einfluss auf die Strömung simuliert werden konnten. Daher werden noch heute die für die Nutzung des Colebrook-Diagramms benötigten Rauheiten in der äquivalenten Sandrauheit angegeben. Die Umrechnung der konventionellen Rauheitswerte in die äquivalente Sandrauheit wird in der Literatur viel diskutiert. Die Faktoren für die Umrechnung des Mittenrauwerts  $R_a$  in die äquivalente Sandrauheit liegen im Bereich von 4 bis 10 [32]. Die Umrechnung der Rautiefe  $R_t$  in die äquivalente Sandrauheit erfolgt ungefähr mit dem Faktor 1 [1].

Die Rauheit von Rohren hat einen großen Einfluss auf die numerische Simulation. Von ihr und dem verwendeten Turbulenzmodell hängt ab, welche Höhe die erste Gitterschicht direkt an der Wand haben muss, um die Strömung adäquat auflösen zu können. Deshalb wird der Einfluss der Rauheit auf das Ergebnis in dieser Arbeit im Rahmen der Gitterstudie analysiert.

### 2.3. Numerik

Mit der anwachsenden Rechenleistung in den letzten Jahrzehnten hat die Numerik in allen naturwissenschaftlichen Bereichen stark an Bedeutung gewonnen. Oftmals sind Experimente unter realen (beispielsweise Freiflugversuche) oder nachgebildeten (beispielsweise Windkanalversuche) Bedingungen zu kostspielig, um eine größere Serie von Versuchen durchführen zu können. Daher werden heutzutage nahezu alle Neuentwicklungen am Computer simuliert, um die Anzahl der benötigten Versuche zu minimieren.

Für die Simulation wird zunächst ein Modell erstellt, mit dem die Problemstellung beschrieben werden kann. Der daraus resultierende Fehler ist der Modellierungsfehler und hängt davon ab, wie exakt das Modell die Realität erfasst. Anschließend wird ein Rechengitter über den zu analysierenden Bereich gelegt und die zu lösenden Differentialgleichungen diskretisiert. Dies bedeutet, dass die kontinuierlichen Gleichungen auf einzelne Stützstellen, wie beispielsweise Gitterknoten, reduziert werden. Dadurch entsteht ein Gleichungssystem, das die exakte Lösung der Differentialgleichungen approximiert. Die Differenz zwischen der exakten Lösung und der Approximation ist der Diskretisierungsfehler. Dieser kann mit der Wahl eines geeigneten Diskretisierungsschemas minimiert werden. Zwischen den einzelnen Stützstellen wird die Lösung mittels Interpolation berechnet. Daraus resultiert ein weiterer Fehler, der Interpolationsfehler. Dieser hängt von der Gitterschrittweite und der Interpolationsordnung ab. Deshalb steigt die Genauigkeit eines numerisch berechneten Ergebnisses mit der Anzahl an Gitterelementen. Allerdings steigt mit der Feinheit des Gitters die Größe des zu lösenden Gleichungssystems und damit die benötigte Rechenzeit. Daher muss für jede Problemstellung ein Kompromiss zwischen Genauigkeit und Aufwand gefunden werden [10] [6].

Dieses Unterkapitel behandelt zunächst die verschiedenen Rechengittertypen der Numerik. Im Anschluss daran werden verschiedene Ansätze zur Modellierung der Navier-Stokes Gleichungen für turbulente Strömungen vorgestellt. Abschließend wird das Simulations-



programm Ansys thematisiert.

### 2.3.1. Numerische Rechengitter

Einer der wichtigsten Aspekte bei der Vorbereitung einer numerischen Simulation ist die Erstellung des Rechengitters. Dieses muss an den Simulationsbereich und die zu lösende Problemstellung angepasst werden. So sollte beispielsweise in Bereichen mit großen Gradienten, wie sie bei Krümmungen der Geometrie oder einem Verdichtungsstoß vorliegen, ein feineres Gitter vorliegen als in Bereichen mit kleinem Gradienten. Dies liegt daran, dass sich die Variablen einer Funktion in einer derartigen Umgebung sehr stark ändern. Um das Verhalten trotzdem adäquat auflösen zu können, müssen viele Stützstellen vorliegen, zwischen denen interpoliert wird. Dies verdeutlicht die mathematische Definition des Interpolationsfehlers [6]:

$$e = \sqrt{\int_0^L \left( \hat{f}(x) - f(x) \right)^2 dx} \quad (2.16)$$

Der Interpolationsfehler  $e$  steigt, wenn sich die Differenz zwischen der Interpolationsfunktion  $\hat{f}(x)$  und der exakten Funktion  $f(x)$  oder der Gitterabstand  $L$  vergrößern. Deshalb wird der Fehler durch eine Gitterverfeinerung reduziert. Da dies jedoch die Rechendauer verlängert, wird die Verfeinerung vor allem in Bereichen, in denen große Gradienten auftreten, durchgeführt. Eine Beispielrechnung hierfür ist im Anhang angegeben.

Die verschiedenen Gittertypen lassen sich in die zwei Hauptgruppen strukturierte und unstrukturierte Gitter unterteilen. Für strukturierte Gitter gilt, dass jedem Gitterelement eindeutige Nachbarelemente zugeordnet werden können. Zu diesen zählen rechteckige Gitter, wie ein kartesisches Gitter, aber auch krummlinige Gitter. Die gebräuchlichsten strukturierten Gitter sind die folgenden:

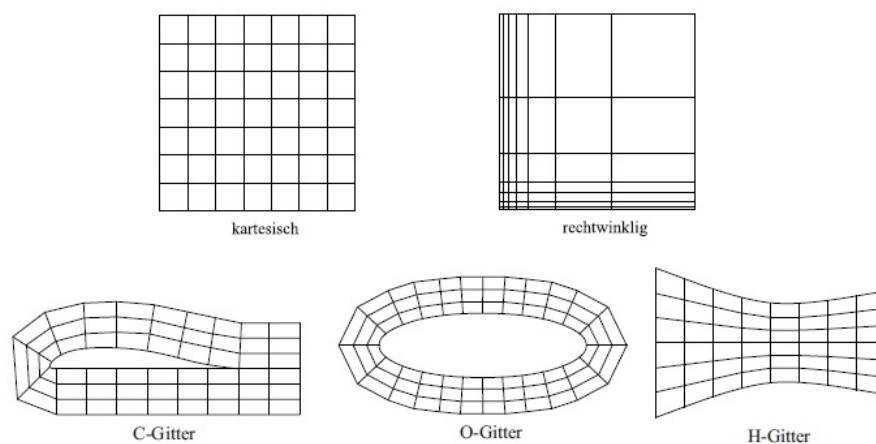


Abbildung 2.7.: Verschiedene Gittertypen [31]

Um die Vor- und Nachteile der verschiedenen Gitter besser verstehen zu können, werden Qualitätsmerkmale für numerische Rechengitter benötigt. Drei häufig genutzte Kriterien

sind die Schiefe der Elemente, das Seitenverhältnis und die Expansionsrate, mit der die Volumenänderung von benachbarten Elementen beschrieben wird. Um ein Gitter von guter Qualität zu erzeugen, müssen die Innenwinkel des Gitters möglichst rechtwinklig sein, die Seitenlängen müssen dieselbe Größenordnung haben (Seitenverhältnis zwischen 0,1 und 10) und die Veränderung des Elementvolumens muss möglichst langsam ablaufen (Expansionsrate zwischen 0,5 und 2) [18] [27]. Für äquidistante kartesische Gitter sind die Qualitätskriterien optimal erfüllt. Allerdings können kartesische Gitter schlecht an die zu analysierende Geometrie angepasst werden. Dieses Problem kann mit schiefwinkligen Gittern umgangen werden. In einem derartigen Gitter wird das Koordinatensystem in ein schiefwinkliges Koordinatensystem transformiert. Dadurch besteht die Möglichkeit, das Gitter an die Konturen anzupassen. Die schiefwinkligen Gittertypen, die am häufigsten verwendet werden, sind O-, C- und H-Gitter, die in Abbildung 2.7 abgebildet sind. Viele Geometrien verlangen jedoch an verschiedenen Stellen jeweils nach einem anderen Gittertyp. Mit blockstrukturierten Gittern kann dies realisiert werden. Die gesamte Geometrie wird in Blöcke unterteilt, die jeweils mit dem bestmöglichen Gittertyp vernetzt werden. Ein Beispiel dafür ist eine zweidimensionale Tragflächenumströmung. Im Bereich der Grenzschicht muss das Gitter der Profilkontur folgen, um das Geschwindigkeitsprofil nahe der Oberfläche optimal aufzulösen. Des Weiteren ist der Nachlauf von großer Relevanz für die Analyse. Daher eignet sich in diesem Bereich ein C-Gitter. Außerhalb der Grenzschicht sollte das Gitter wiederum möglichst rechtwinklig sein, um einen kleineren Abbruchfehler zu erhalten. Daher wird der Bereich vor dem Profil mit einem kartesischen Gitter vernetzt. Zwischen C-Gitter und kartesischem Gitter wird ein H-Gitter verwendet [21].

Trotz der Möglichkeit verschiedene Gittertypen in einem blockstrukturierten Gitter zu verbinden, bleibt der große Nachteil strukturierter Gitter die mangelnde Flexibilität. Für komplexe Geometrien ist die Erstellung eines strukturierten Gitters, das optimal an die Körperkontur angepasst ist, teilweise zu aufwändig. Daher werden für komplexe Geometrien häufig unstrukturierte Gitter verwendet, obwohl sie oftmals aufgrund ihrer Schiefwinkligkeit eine schlechtere Qualität als strukturierte Gitter aufweisen. Für zahlreiche Strömungen ist das unstrukturierte Gitter allerdings gut geeignet, da dieses aufgrund seiner unregelmäßigen Verteilung keine Vorzugsrichtung besitzt und daher für jede Strömungsrichtung denselben numerischen Fehler mit sich bringt. Ein strukturiertes Gitter hingegen, das beispielsweise eine sehr viel größere Länge als Höhe besitzt, erzeugt bei einer schrägen Durchströmung einen größeren Fehler als bei einer Durchströmung in Längsrichtung. Daher sind strukturierte Gitter für Strömungssimulationen gut geeignet, wenn sie parallel zur Strömungsrichtung angeordnet werden können. Ist dies nicht möglich, eignet sich oftmals ein unstrukturiertes Gitter besser [18] [27].

Für die wandnahen Schichten ist häufig eine Prismenschicht am besten geeignet. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben, ist der Gradient des Geschwindigkeitsvektor normal zur Wand im wandnahen Bereich groß. Daher muss das Gitter senkrecht zur Wand fein aufgelöst sein, um diesen zu erfassen. Entlang der Wand ändern sich die Strömungsverhältnisse kaum, daher ist eine feine Gitterauflösung parallel zur Wand nicht zwingend erforderlich. Aus diesem

Grund sind die Elemente der Prismenschicht senkrecht zur Wand sehr flach und parallel zur Wand sehr breit. Dadurch werden für die Erzeugung eines feinen Rechengitters weniger Elemente benötigt, als für ein unstrukturiertes Gitter bestehend aus Tetraedern. Die Höhe der ersten Gitterschicht wird mit dem dimensionslosen Wandabstand  $y_+$  berechnet. Für eine ausreichende Auflösung der Grenzschichtströmung muss für viele Anwendungen  $y_+ < 1$  gelten. Dies hängt jedoch von der Modellierung des wandnahen Bereichs und der Rauheit ab und kann daher variieren [18] [28].

### 2.3.2. Turbulenzmodelle

Viele Problemstellungen lassen sich mithilfe von Computersimulationen analysieren, bevor sie unter realen Bedingungen getestet werden. Allerdings reicht die heutige Rechenleistung nicht aus, um die Navier-Stokes Gleichungen für turbulente Strömungen exakt zu lösen. Die Rechengitter, mit denen sämtliche Details einer derartigen Strömung erfasst werden können, müssen so fein sein, dass der Rechenaufwand von heutigen Computern nicht zu bewerkstelligen ist. Daher existieren verschiedene Ansätze, mit denen die Navier-Stokes Gleichungen vereinfacht werden können.

Wie bereits im Kapitel 2.2 diskutiert, sind der mittleren Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Strömungen Schwankungsanteile überlagert. In derartigen Strömungen liegen Verwirbelungen und Querströmungen vor, die dem gesamten System einen chaotischen Charakter geben. Diese Schwankungen erschweren eine numerische Simulation, da für eine qualitativ hochwertige Lösung sowohl die groß- als auch die kleinskaligen Turbulenzballen aufgelöst werden müssen. Dies ist theoretisch mit einer direkten Simulation der Navier-Stokes Gleichungen (Direct Numerical Simulation, kurz DNS) möglich. Allerdings ist der Aufwand bei der Nutzung einer DNS zu hoch. Daher wird die DNS nur für den Nachweis von Modellen oder für die Grundlagenforschung turbulenter Strömungen genutzt. Einen Kompromiss zwischen der Genauigkeit und der benötigten Rechenzeit stellt die Grobstruktursimulation, im Englischen Large Eddy Simulation (LES), dar. Diese Methode nutzt Filter, um lediglich die großen Strukturen innerhalb der Strömung aufzulösen, da der Einfluss auf die Strömungsstruktur mit der Größe der Turbulenzballen anwächst. Die kleineren Turbulenzballen werden modelliert. Zwar erreicht die LES nicht dieselbe Genauigkeit wie die DNS, dafür benötigt sie aber auch erheblich weniger Rechenzeit [31].

Trotz der Modellierung der kleineren Strukturen ist die LES für viele Anwendungen zu aufwendig. Vor allem für Ingenieure sind die Informationen, die einer DNS oder LES entnommen werden können, oftmals zu detailliert. Daher werden heutzutage in der Regel Turbulenzmodelle in Verbindung mit den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes Gleichungen, im Englischen Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS), genutzt. Die RANS Gleichungen zerlegen die Variablen der Navier-Stokes Gleichungen in einen gemittelten Anteil, der der Grundströmung entspricht, und einen Schwankungsanteil. Dadurch ergibt sich [34]:

$$u(t) = \bar{u} + u'(t) \quad (2.17)$$

Diese Zerlegung wird in die Navier-Stokes Gleichungen eingesetzt. Bei der anschließenden Mittelung fallen die meisten Terme wieder weg, da die Mittelung einer Fluktuation definitionsgemäß verschwindet. Allerdings entstehen durch die nicht linearen Terme in den Gleichungen Mittelungen, die nicht verschwinden [34].

$$\overline{u'(t)} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T (u'(t)) dt = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T (u(t) - \bar{u}) dt = \bar{u} - \bar{u} = 0 \quad (2.18)$$

$$\overline{u'(t)^2} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T (u'(t))^2 dt = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T (u(t) - \bar{u})^2 dt \neq 0 \quad (2.19)$$

Da diese Terme, die Korrelation heißen, nicht bekannt sind, treten weitere Unbekannte in der Gleichung auf. Daraus resultiert das sogenannte Schließungsproblem, da nun mehr Unbekannte als Gleichungen vorliegen. Um dieses Problem zu lösen, werden weitere Gleichungen benötigt. Für die Modellierung derartiger Gleichungen existieren zwei verschiedene Ansätze. Dies sind die Wirbelviskositätsmodelle und die Reynolds-Spannungs-Modelle. Erstere nutzen den Ansatz, dass die viskosen Scherspannungen und die Reynoldsspannungen auf ähnliche Phänomene zurückgeführt werden können. Daher können diese mit denselben mathematischen Beziehungen beschrieben werden. Lediglich der Proportionalitätsfaktor ändert sich. Für viskose Scherspannungen wird die dynamische Viskosität, die eine Stoffgröße des Fluids darstellt, genutzt. Für die Reynoldsspannung ist der Proportionalitätsfaktor die Wirbelviskosität, die jedoch eine strömungsspezifische Größe ist. Der entsprechende Ansatz ist der sogenannte Boussinesq-Ansatz [31]:

$$\tau^{RS} = \nu_t \cdot \bar{S} - \frac{2}{3} \cdot k \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

In Analogie zur laminaren Strömung enthält der Tensor  $\bar{S}$  die mittleren Deformationsgeschwindigkeiten. Durch diese Beschreibung der Reynoldsspannungen entfallen alle Unbekannten abgesehen von den Variablen  $k$  und  $\nu_t$ . Diese müssen in weiteren Gleichungen bestimmt werden. Dafür werden entweder nur algebraische Gleichungen oder ein beziehungsweise zwei Differentialgleichungen in Kombination mit algebraischen Gleichungen genutzt. Je nach Anzahl an Differentialgleichungen heißen die entsprechenden Modelle Null-, Ein- oder Zweigleichungsmodelle. Ein Beispiel hierfür ist das  $k$ - $\epsilon$ -Modell, welches die Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie  $k$  und die Dissipation  $\epsilon$  nutzt. Ein weiteres Modell ist das  $k$ - $\omega$ -Modell. Dieses basiert auf den Transportgleichungen der turbulenten kinetischen Energie  $k$  und der charakteristischen Frequenz der energietragenden Wirbel  $\omega$ . Jedes der Turbulenzmodell hat für verschiedene Anwendungen seine Vor- und Nachteile. Das  $k$ - $\omega$ -Modell liefert beispielsweise gute Ergebnisse in wandnahen Bereichen. Mit zunehmendem Abstand zur Körperoberfläche weichen die Ergebnisse jedoch stärker von der Realität ab. Für das  $k$ - $\epsilon$ -Modell ist dies gegensätzlich. Deshalb sind Turbulenzmodelle entwickelt worden, die die Vorteile verschiedener Modelle vereinen und damit den

Anwendungsbereich vergrößern. Ein Beispiel dafür ist das SST-Modell. Dieses kombiniert die positiven Eigenschaften des  $k$ - $\epsilon$ -Modells mit den Vorteilen des  $k$ - $\omega$ -Modells [10].

Die Gleichungen der Reynolds-Spannungs-Modelle hingegen werden aus den Transportgleichungen für die Reynoldsspannungen hergeleitet. Dadurch entsteht ein Gleichungssystem aus den Differentialgleichungen der Transportgleichungen und weiteren Gleichungen zur Berechnung der zusätzlichen Unbekannten. Im Vergleich zum Boussinesq-Ansatz steigt die Genauigkeit der Lösungen für viele Anwendungen durch die Nutzung der Transportgleichungen, da diese die Anisotropie des Reynoldsspannungstensors auch für komplexe Strömungskonfigurationen erfassen. Der Aufwand ist jedoch für die Lösung der Reynolds-Spannungs-Modelle sehr viel höher als für die Lösung der Wirbelviskositätsmodelle [10].

Beim Wärmeübergang innerhalb turbulenter Strömungen tritt dasselbe Phänomen auf. Auch hier entstehen durch die Schwankungen der Temperatur Korrelationen. Dadurch muss in turbulenten Strömungen ein weiterer Term, die turbulente Wärmestromdichte, berücksichtigt werden. Diese wird in vielen numerischen Programmen mithilfe der turbulenten Prandtl-Zahl, die nach [25] oftmals mit 0,9 angegeben wird, berechnet. Genauso wie für die Viskosität gilt auch für die Wärmestromdichte, dass diese durch die turbulente Wärmestromdichte maßgeblich erhöht wird. Daher ist der konvektive Wärmeübergang einer turbulenten Strömung im Vergleich zu einer laminaren Strömung deutlich größer [25].

### 2.3.3. Ansys CFX

Die Simulationen des Kalorimeters, der Halterung und des Gesamtsystems werden mithilfe von Ansys CFX durchgeführt. Dieser Gleichungslöser ist ein Teilprogramm des CAE (computer aided engineering, zu Deutsch computergestützte Ingenieurstätigkeit) Programmpakets Ansys, welches in den zwei verschiedenen Versionen Ansys Workbench und Ansys Classic erhältlich ist. Da Ansys Workbench aufgrund seiner benutzerfreundlichen Oberfläche einen leichteren Einstieg in die Software bietet, ist diese Version für die vorliegende Arbeit genutzt worden.

Ansys Workbench verfügt über einen eigenen CAD-Bereich, in dem sowohl der durch- oder umströmte Körper als auch der Fluidbereich konstruiert werden können. Des Weiteren können auch CAD-Modelle von allen gängigen Programmen eingelesen werden.

Die Gittererzeugung erfolgt in einem weiteren Programm von Ansys Workbench. Nach der Konstruktion werden dort die Kontaktflächen zwischen Festkörper und Fluid automatisch ermittelt. Anschließend kann das Gitter mithilfe der automatischen Gittergenerierung erzeugt werden. Mit vielen weiteren Funktionen können zusätzliche Gittereigenschaften implementiert werden. So wird beispielsweise für eine adäquate Strömungsauflösung ein feineres Gitter im Bereich von Rohrkrümmungen und eine Prismenschicht im wandnahen Bereich benötigt. Außerdem können sowohl die Größe als auch die Form der Gitterelemente variiert werden. Diese Funktionen werden beispielsweise für die Gitterstudie genutzt.

Nach der Vernetzung werden die Randbedingungen des Problems eingegeben. Dafür verfügt Ansys Workbench über eine Vielzahl physikalischer Modelle, Vereinfachungen und

Rechenmodelle, mit denen die Problemstellung bestmöglich nachgestellt wird. Dazu zählen beispielsweise die Beschaffenheit der Rohre, die Art des Wärmeübergangs zwischen Fluid und Festkörper, die Strömungseigenschaften des Fluides, die Randbedingungen für Festkörper und Fluid und vieles mehr. In den folgenden Kapiteln werden die Setupeinstellungen jeweils vor den Simulationsergebnissen angegeben, da diese die Lösung maßgeblich beeinflussen.

Der CFX Solver von Ansys Workbench basiert auf der Finite Volumen Methode (FVM). Die FVM nutzt die integrale Formulierung der Erhaltungsgleichungen, in diesem Fall die Navier-Stokes Gleichungen und die Wärmeleitungsgleichung und ist im Gegensatz zu anderen Techniken wie der Finite Differenzen Methode (FDM) auch für unstrukturierte Gitter sehr gut geeignet. Die Finite Volumen Methode betrachtet die Flüsse über die Ränder eines Kontrollvolumens. Die Koppelung zwischen den einzelnen Kontrollvolumen entsteht dabei durch die Tatsache, dass die Flüsse über dieselbe Grenzfläche aus einem Volumenelement in ein benachbartes Volumenelement vom Betrag gleich sein müssen. Wie auch in den Erhaltungssätzen ergibt sich die zeitliche Änderung der Variablen durch die Summe der ein- und ausgehenden Flüsse. Dadurch können die Variablen wie Temperatur, Geschwindigkeit und Druck für jedes Kontrollvolumen berechnet und anschließend in den Mittelpunkten der Kontrollvolumen gespeichert werden. Dies wird im Folgenden am Beispiel der Wärmeleitungsgleichung durchgeführt. Zunächst wird Gleichung (2.6) über ein Kontrollvolumen integriert.

$$\begin{aligned} & \int_V \frac{\partial (c_p \cdot \rho \cdot T)}{\partial t} dV \\ &= \int_V \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] dV + \int_V \Phi dV \end{aligned} \quad (2.21)$$

Für eine konstante Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  gilt für die räumliche Temperaturverteilung:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \lambda \cdot \nabla \cdot (\nabla T) \quad (2.22)$$

Mithilfe des Gauß'schen Integralsatzes kann das Volumenintegral der Temperaturverteilung in ein Flächenintegral umgeformt werden.

$$\int_V \lambda \cdot \nabla \cdot (\nabla T) dV = \oint_{\delta V} \lambda \nabla T \vec{n} dA \quad (2.23)$$

Als nächstes wird in das Flächenintegral das Fourier'sche Gesetz eingesetzt. Da die Wärmeströme durch die jeweiligen Seitenflächen als konstant angenommen werden, wird das Ringintegral durch die Summe der Wärmeströme durch die Seitenflächen ersetzt.

$$\oint_{\delta V} \lambda \nabla T \vec{n} dA = \sum_{i=1}^m \dot{q}_{x_i} \cdot A_i + \sum_{j=1}^n \dot{q}_{y_j} \cdot A_j + \sum_{k=1}^o \dot{q}_{z_k} \cdot A_k \quad (2.24)$$

Die Wärmeströme können nun mithilfe der Taylor-Reihe diskretisiert werden.

$$T(x + \Delta x) = T(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \cdot \frac{\partial^n T(x)}{\partial x^n} \cdot \Delta x^n \quad (2.25)$$

Mit dem Funktionswert  $x + \Delta x = x_{i+1}$  an der Stützstelle  $i + 1$  kann die erste Ableitung der Temperaturfunktion an der Stelle  $x = x_i$  in der Form

$$\frac{\partial T(x_i)}{\partial x} = \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta x} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 T(x_i)}{\partial x^2} \cdot \Delta x + T.h.O. \quad (2.26)$$

beschrieben werden.  $\Delta x$  bezeichnet dabei den Abstand zwischen zwei Gitterknoten innerhalb eines äquidistanten Gitters. Die Terme höherer Ordnung (T.h.O.) können vernachlässigt werden, da sie aufgrund des wachsenden Exponenten von  $\Delta x^n$  sehr viel kleiner als  $\Delta x^1$  sind. Die Genauigkeit der Approximation richtet sich deshalb nach dem Exponenten des Gitterabstands der niedrigsten nicht verwendeten Ableitung. Daher ist die Genauigkeitsordnung von Gleichung (2.26) eins.

Für die Laplace Gleichung, die in der vorliegenden Arbeit für die Berechnung verwendet wird, ergibt sich unter Verwendung eines Diskretisierungsschemas 1. Ordnung für ein äquidistantes Gitter:

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{T_{i+1,k,l} - T_{i,j,k}}{\Delta x} \cdot \Delta y \Delta z + \frac{T_{i,j+1,k} - T_{i,j,k}}{\Delta y} \cdot \Delta x \Delta z \\ & + \frac{T_{i,j,k+1} - T_{i,j,k}}{\Delta z} \cdot \Delta x \Delta y \end{aligned} \quad (2.27)$$

Dabei bezeichnen die Indizes  $i$ ,  $j$  und  $k$  das aktuelle Volumenelement und  $i + 1$ ,  $j + 1$  und  $k + 1$  die Nachbarvolumen in x-, y- und z-Richtung.

Mit einem analogen Vorgehen können auch die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie für das Fluid diskretisiert werden. Wie auch für die Wärmeleitungsgleichung werden in der vorliegenden Arbeit die zeitabhängigen Terme der Navier-Stokes Gleichungen nicht berücksichtigt.

Da das durch die Diskretisierung entstehende Gleichungssystem nichtlinear ist, werden die Gleichungen linearisiert und anschließend sequentiell (jede partielle Differentialgleichung einzeln) oder gekoppelt (alle partiellen Differentialgleichungen gleichzeitig) gelöst. Durch die Linearisierung entsteht ein Gleichungssystem der Form  $A * x = B$  mit dem Unbekanntenvektor  $x$ . Dieses kann mithilfe einer Invertierung der Matrix  $A$  direkt berechnet werden. Allerdings benötigt dieses Vorgehen viel Speicherplatz und Rechenzeit, daher nutzt Ansys CFX das iterative ILU-Verfahren (unvollständige Dreieckszerlegung, englisch Incomplete Lower Upper Decomposition). Nach jedem iterativen Rechenschritt wird das Ergebnis überprüft und die Rechnung wiederholt, sollte das Residuum nicht unter der vorgegebenen Grenze liegen. Die Schrittweite der Annäherung zwischen zwei Iterationen kann im Voraus im Setup eingestellt werden. Dabei ist zu beachten, dass die Rechnung für kleine

Schrittweiten mehr Iterationsschritte und gleichzeitig mehr Rechenzeit benötigt. Zu große Schrittweiten führen hingegen zu instabilem Verhalten und damit inkorrekten Lösungen. Für weitergehende Informationen zum Ansys CFX Solver wird an dieser Stelle auf die von Ansys herausgegebene Begleitliteratur verwiesen [4][3][5].

### 2.4. Wärmemesstechnik

Auch wenn sich die Möglichkeiten der Wärmestrommesstechnik in den letzten Jahren aufgrund von Mikrotechnik und dem Fortschritt in den Materialwissenschaften stark verbessert haben, so ist die Genauigkeit der unterschiedlichen Messmethoden noch immer beschränkt. Die Abweichungen zwischen den einzelnen Methoden liegen oftmals in der Größenordnung von über 10% und erschweren dadurch die Vergleichbarkeit und die Auswertung. Deshalb muss vor allem im Bereich der Wärmemesstechnik noch viel geforscht werden [8].

Das Prinzip der meisten Wärmestrommesstechniken beruht auf einem Energiegleichgewicht an der Oberfläche der Probe. Die auf den Versuchskörper übertragende Wärme ist nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik gleich der Wärmeleitung innerhalb des Versuchskörpers.

Da die abgeleitete Wärme nicht direkt gemessen werden kann, wird sie indirekt aus Temperaturmessungen ermittelt. Das Fourier'sche Gesetz besagt, dass der Wärmestrom von der Temperaturdifferenz zwischen umgebendem Medium und Probe abhängt und immer in Richtung des negativen Temperaturgradienten fließt. Je größer die Temperaturdifferenz zwischen Probe und umgebendem Medium ist, desto größer ist der Wärmefluss. Daher ist der Wärmestrom sowohl eine Funktion des Ortes, als auch der Zeit und lässt sich nur für idealisierte Anwendungen analytisch berechnen. Ein Beispiel für einen derart idealisierten Fall ist der halbumendliche Körper. Dieser hat an seiner Frontfläche die Koordinate  $x = 0$  und erstreckt sich von dort in x-Richtung bis ins Unendliche. Zum Zeitpunkt  $t = 0$  hat der gesamte Körper eine einheitliche Temperatur  $T_0$ . Durch beispielsweise einen Temperatursprung an der Frontfläche entsteht ein sich ausbreitendes Temperaturfeld im Körper. Im Unendlichen bleibt die Körpertemperatur jedoch konstant. Für einen derart idealen Körper wird die von der Oberfläche aufgenommene Wärme senkrecht von der Oberfläche abgeleitet. In Abhängigkeit der vorliegenden Randbedingung kann anschließend mithilfe der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung der auf die Probe einwirkende Wärmestrom berechnet werden [24].

Allerdings ist die Annahme eines halbumendlichen Körpers nur für sehr kurze Zeiten gültig. Für längere Betrachtungszeiträume wird die Wärmeleitung in x-Richtung gestört. Jegliche Unregelmäßigkeiten im Material, wie beispielsweise die im Vergleich zum Probenzentrum veränderten Bedingungen am Rand oder eine Bohrung zur Anbringung des Messinstruments, behindern die Ausbreitung des Wärmestroms, sodass ein dreidimensionales Wärmeleitungsproblem entsteht. Des Weiteren verfälscht der Kontakt mit dem Temperatur-



messgerät das Temperaturfeld, da dieses Wärme von der Probe ableitet und somit eine Wärmesenke darstellt. Deshalb haben nicht nur die Messmethode, sondern auch die Geometrie und die Installation des Temperaturmessinstruments einen großen Einfluss auf die Ergebnisse.

Nach Diller existieren vier verschiedene Methoden zur Wärmestrommessung [8]:

- Temperaturmessungen an verschiedenen Orten
- Messung der Temperaturänderungen mit der Zeit
- Messung des Energietransfers bei stationären Bedingungen
- Messung des Temperaturgradienten in der wandnahen Fluidschicht

Letzteres kann nur für spezielle Problemstellungen genutzt werden und findet somit wenig Anwendung. Daher werden in der nachfolgenden Tabelle lediglich Beispiele für die ersten drei Messmethoden genannt. Im Anschluss daran werden die verschiedenen Möglichkeiten der Temperaturmessung vorgestellt und die Vor- und Nachteile der angegebenen Bauteile diskutiert.

Wärmemesstechnik	Methode
Beschichteter Sensor	Örtliche Messung der Temperaturdifferenz
Gardon Sensor	Örtliche Messung der Temperaturdifferenz
Slug-Kalorimeter	Messung der zeitlichen Temperaturänderung
Null-Point Kalorimeter	Messung der zeitlichen Temperaturänderung
Koaxiales Thermoelement	Messung der zeitlichen Temperaturänderung
Strömungskalorimeter	Messung des Energietransfers

Tabelle 2.1.: Einteilung verschiedener Wärmemesstechniken

Da die Wärmestrommessung nur indirekt über eine Temperaturmessung durchgeführt werden kann, ist die Auswahl einer geeigneten Temperaturmessmethode für den Wärmestromsensor essentiell. Zwei in der Wärmemesstechnik häufig genutzte Temperaturmessinstrumente sind das Widerstandsthermometer und das Thermoelement.

Das Widerstandsthermometer nutzt die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstands von leitenden Materialien, um die Temperatur zu messen. Der Messfühler wird von einem konstanten Strom durchflossen. Mithilfe des Ohmschen Gesetzes kann aus der gemessenen Spannung und dem elektrischen Strom der Widerstand berechnet werden. Für Platin besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem elektrischen Widerstand und der Temperatur über einen großen Temperaturbereich. Daher sind Widerstandsthermometer aus Platin für viele Anwendungen geeignet [25].

Das Funktionsprinzip der Thermoelemente beruht auf dem Seebeck-Effekt. Dieser beschreibt, dass innerhalb eines metallischen Leiters eine Thermospannung aufgrund einer Temperaturdifferenz auftritt. Die Potentialdifferenz kann mithilfe von zwei Leitern aus verschiedenen Materialien gemessen werden, die an der Spitze verbunden sind. Am Spannungsmesspunkt wird beiden Materialien eine Vergleichstemperatur aufgeprägt. Dadurch

kann die zu messende Temperatur aus der elektrischen Spannung, der Vergleichstemperatur und der materialspezifischen Abhängigkeit zwischen Thermospannung und Temperaturdifferenz berechnet werden. Zur Veranschaulichung ist der Aufbau eines Thermoelements in Abbildung 2.8 dargestellt [25].

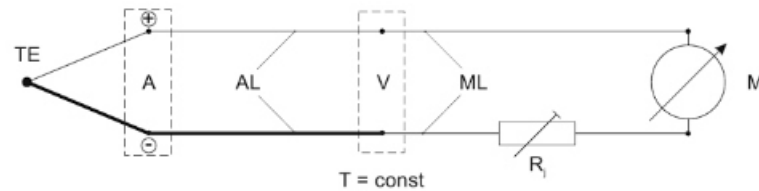


Abbildung 2.8.: Funktionsprinzip eines Thermoelements [25]

Für die Konstruktion eines Wärmestromsensors ist eine vorausgehende analytische Betrachtung essentiell. Der Sensor sollte möglichst so konzipiert sein, dass Vereinfachungen der analytisch nicht lösbaren dreidimensionalen Wärmeleitungsgleichung getroffen werden können. Dies reduziert die Komplexität des Problems und bietet zusätzlich die Möglichkeit, Messergebnisse analytisch zu überprüfen. Für beschichtete Sensoren wird beispielsweise die im Vergleich zur radialen Ausdehnung sehr viel geringe Tiefe des Bauteils genutzt. Dadurch gilt die Annahme, dass die Wärmeleitung im Zentrum eindimensional ist. Der Aufbau eines derartigen Sensors ist trivial. Auf der Oberfläche des Körpers wird eine Beschichtung aufgetragen, auf deren Ober- und Unterseite die Temperaturmessgeräte angebracht sind. Zur Temperaturmessung dienen je nach Bauart sowohl Widerstandsthermometer als auch Thermoelemente. Aufgrund der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung ist der Wärmestrom durch die Beschichtung proportional zu der gemessenen Temperaturdifferenz. Die Proportionalitätskonstante ist die Wärmeleitfähigkeit des für die Beschichtung verwendeten Materials multipliziert mit dem Kehrwert der Schichtdicke. Durch die Möglichkeit, das Material und die Schichtdicke zu variieren ist dieser Wärmestromsensor an die unterschiedlichsten Bedingungen anpassbar (Sensitivität, Ansprechzeit und Schmelztemperatur). Wegen der flexiblen Anwendungsmöglichkeiten ist das Prinzip des beschichteten Sensors in den letzten Jahren Vorlage für neue Messinstrumente gewesen. Allerdings sind beschichtete Sensoren aufgrund fehlender aktiver Kühlung nicht für extreme Wärmeströme, wie sie beim Wiedereintritt von Raumkörpern auftreten können, geeignet [8].

Anders als bei einem beschichteten Sensor wird bei einem Gardon Sensor nicht der Wärmestrom senkrecht zur Körperoberfläche, sondern entlang einer dünnen kreisförmigen Folie gemessen. Die Folie ist über einen hohlen Kupferzylinder gespannt, sodass an den Rändern aufgrund der Masse des Kupfers eine Wärmesenke entsteht. Der Wärmestrom fließt somit von der Sensormitte nach außen. Dadurch vereinfacht sich die Differentialgleichung der Wärmeleitung für einen rotationssymmetrischen Zylinder von einer dreidimensionalen zu einer eindimensionalen Gleichung. Die Temperaturdifferenz in radialer Richtung kann

anschließend mittels eines Differentialthermoelements gemessen werden. Problematisch ist für Anwendungen mit Konvektion jedoch, dass die radiale Temperaturverteilung die Konvektion beeinflusst. Diese Beeinflussung tritt bei der Kalibrierung des Sensors mithilfe von thermischer Strahlung nicht auf. Daher ist die Berücksichtigung der Verfälschung in der Analyse der Ergebnisse sehr aufwendig [8].

Beim Slug-Kalorimeter wird keine räumliche Temperaturverteilung, sondern der zeitliche Temperaturverlauf an der Rückseite der Sonde gemessen. Mithilfe der Energiebilanz des Slug-Kalorimeters kann für eine homogene Erwärmung des Materials der Wärmeübergangskoeffizient aus der Steigung des Temperaturverlaufes berechnet werden. Allerdings kann die Wärmestrommessung erst beginnen, sobald sich die Rückseite erwärmt. Daraus resultieren große Ansprechzeiten, die wiederum im Konflikt mit der Schmelztemperatur stehen. Daher werden Materialien mit einer hohen Wärmeleitfähigkeit, einer hohen Dichte, einer hohen spezifischen Wärmekapazität und einer hohen Schmelztemperatur benötigt. Derart beschaffene Materialien verkürzen einerseits die Ansprechzeit und erhöhen andererseits die Messdauer und den maximal ertragbaren Wärmestrom. Problematisch ist außerdem, dass die Temperatur auf der Rückseite des Messinstruments nicht der durchschnittlichen Kalorimetertemperatur entspricht. Aufgrund dieser Unregelmäßigkeiten können Effekte auftreten, die zu Verfälschungen führen. Weitere Verfälschungen treten durch den Wärmeaustausch mit dem umliegenden Körper auf. Um dies zu minimieren muss das Messgerät gut von seiner Halterung isoliert werden [8].

Das Nullpoint-Kalorimeter stellt eine modifizierte Art des Slug-Kalorimeters dar. Mithilfe einer Bohrung wird der Wandabstand zwischen Temperaturmesspunkt und Oberfläche minimiert. Dadurch ist sichergestellt, dass der gemessene Temperaturverlauf den dünnen Bereich zwischen Messpunkt und Oberfläche repräsentiert und die bereits angesprochenen Effekte aufgrund einer unregelmäßigen Temperaturverteilung minimiert werden. Das Design des Nullpoint-Kalorimeters richtet sich nach dem Modell eines halbumendlichen Körpers, für den die Wärmestromdichte in Abhängigkeit der Zeit und der Temperaturen zu verschiedenen Zeitpunkten analytisch berechenbar ist. Ziel des Messinstruments ist es, einen Temperaturverlauf zu erzeugen, der in identischer Form auf der Oberfläche eines halbumendlichen Körpers vorliegen würde. Dafür hat Kidd die Geometrien mittels Finite Elemente Methode simuliert, die Temperaturen zu den jeweiligen Zeitschritten in die Gleichung des halbumendlichen Körpers eingesetzt und die resultierenden Wärmeströme der Rechnung und der Simulation verglichen. Die Ergebnisse zeigen, dass die Wärmestromdichten in einem parameterabhängigen Bereich gut übereinstimmen. Allerdings kann sich die Oberfläche je nach wirkendem Wärmestrom sehr schnell erhitzen. Deshalb ist ein Einsatz für Langzeitströmungsmesstechnik in vielen Fällen nicht möglich [17] [8].

Wenn extrem kurze Ansprechzeiten, wie beispielsweise für Wärmemessungen in Stoßrohren, benötigt werden, sind koaxiale Thermoelemente sehr gut geeignet. Diese bestehen aus zwei Thermoelementmaterialien, die ineinander gesteckt werden. Zur Isolation wird eine dünne Isolationsschicht auf dem inneren Thermoelementschenkel aufgetragen. Lediglich an der Frontfläche wird durch Anschleifen ein Kontakt zwischen den beiden Thermoelement-

materialien erzeugt. Anschließend wird das koaxiale Thermoelement im Versuchskörper platziert, sodass die Frontfläche des Thermoelementes bündig mit der Oberfläche des Versuchskörpers abschließt. Mithilfe der Wärmeleitungsgleichung für einen halbumendlichen Körper wird aus den Temperaturänderungen an der Oberfläche der Wärmestrom ermittelt. Für lange Versuchszeiten und hohe Temperaturen ist das koaxiale Thermoelement jedoch nicht geeignet, da die Kontaktstelle aufgrund der Erwärmung verschleißt und die Voraussetzungen des halbumendlich ausgedehnten Körpers nicht mehr erfüllt sind. Daher ist das koaxiale Thermoelement nicht für die Messungen im lichtbogenbeheizten Windkanal geeignet [8].

Das in dieser Arbeit auszulegende Strömungskalorimeter misst den Wärmestrom mittels einer Energiebilanz. Die vom Wasser abgeführte Wärme entspricht im stationären Zustand der eingehenden Wärme. Daher ist die auf die Oberfläche einwirkende Wärmestromdichte mithilfe der Wassertemperaturdifferenz zwischen Zu- und Ablauf und dem Massenstrom berechenbar. Der Vorteil dieses Messprinzips ist, dass es physikalisch exakt ist. Solange neben der eigentlichen Wärmequelle keine anderen Wärmeströme auf das Messinstrument wirken, hängt der Fehler lediglich von der Genauigkeit der Wassertemperaturmessung und der Einstellung des Massenstroms ab. Der Nachteil des Strömungskalorimeters ist, dass sich für die Messung ein Gleichgewicht zwischen aufgeprägtem Wärmestrom, Materialtemperatur und Fluidtemperatur einstellen muss. Deshalb ist das Strömungskalorimeter für die Kurzzeitströmungsmesstechnik, beispielsweise in Stoßrohren nicht geeignet. Vorteilhaft ist hingegen, dass die Oberflächentemperatur im stationären Zustand aufgrund der aktiven Kühlung konstant bei niedrigen Werten bleibt. Deswegen ist das Strömungskalorimeter für extreme Wärmebelastungen auslegbar und misst zusätzlich einen zeitlichen konstanten Wärmestrom, der als Kaltwandwärmestrom bezeichnet wird. Durch die konstante Oberflächentemperatur eignet er sich besonders als Referenzwert für den Vergleich verschiedener Versuche. Aufgrund der genannten Vorteile und der Möglichkeit, in den lichtbogenbeheizten Windkanälen des DLR eine Hochenthalpie-Strömung über einen Zeitraum von bis zu 120 min aufrechtzuerhalten, stellt das Strömungskalorimeter eine sehr geeignete Messmethode für die gegebene Problemstellung dar.

## 3. Konzeptionierung des kalorimetrischen Messsystems

Anknüpfend an die theoretischen Grundlagen und den aktuellen Stand der Technik thematisiert dieses Kapitel die Randbedingungen und Anforderungen an das Messsystem. Für die Wärmestrommessungen in den lichtbogenbeheizten Windkanälen des DLR wird ein Messinstrument benötigt, das sowohl den maximalen Belastungen von bis zu  $16 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$  standhält, als auch einen möglichst exakten Messwert für den Kaltwandwärmestrom liefert. Die dafür benötigten Rahmenbedingungen können aufgrund der extremen Wärmelast nur mithilfe einer sehr effizienten Kühlung hergestellt werden. Die Auslegung eines Kühlsystems für das Strömungskalorimeter wurde bereits in einer vorangegangenen Arbeit durchgeführt und wird im Folgenden anhand zweier Beispiele diskutiert [23].

Aufbauend auf dem bisherigen Stand der Konstruktion folgt die Erörterung der speziell auf das Gesamtsystem angepassten Randbedingungen und Anforderungen. Aus diesen konstruktiven Forderungen wird im Anschluss daran ein erster Entwurf abgeleitet.

### 3.1. Aktueller Stand der Strömungskalorimeterauslegung

Die Entwicklung eines Kühlsystems, das den thermischen Belastungen standhält, und zudem eine im Vergleich zur Strömung kalte Oberfläche bereitstellt, ist eine komplexe Aufgabenstellung. Ausgehend von einem Strömungskalorimeter mit Prallkühlung, das bereits bei Wärmeströmen von circa  $2 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$  versagte, wurde eine effizientere Kühlgeometrie entwickelt. Die für die Auslegung genutzten Randbedingungen waren folgende [23]:

- maximale Wärmestromdichte auf die Frontfläche des Kalorimeters:  $16 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$
- alle weiteren Oberflächen sind adiabat
- die Strömung ist turbulent
- Nutzung des Turbulenzmodelles SST
- die Wassertemperatur im Zulauf beträgt 278,15 K
- der Wassermassenstrom beträgt  $15 \frac{\text{g}}{\text{s}}$
- die Wände der Kühlleitung sind hydraulisch rau

Um lediglich den Staupunktwärme­strom zu messen, soll das Messinstrument möglichst punktförmig sein. Aus fertigungstechnischen Gründen und wegen einer möglichst einfachen Handhabung ist der Durchmesser des Strömungskalorimeters auf 10 mm festgesetzt worden. Das Strömungskalorimeter soll aus einem Stück gefertigt werden, da Löt- und Schweißverbindungen in der Vergangenheit zu Dichtigkeitsproblemen geführt haben. Deshalb wurden die beiden Fertigungsarten selektives Lasersintern und Mikrofräsen mit anschließender Galvanisierung vorgegeben.

Beim Lasersintern wird eine Aluminiumlegierung (AlSi12Mg) in Pulverform verwendet, da diese die größtmögliche Wärmeleitfähigkeit unter den einsetzbaren Pulvern hat. Während der Fertigung wird das Pulver in einer dünnen Schicht auf die Werkplatte aufgetragen. Ein Laser fährt die Körperkontur ab und verschmilzt das Pulver in diesem Bereich zu einem festen Verbund, auf dem die nächste Schicht aufgetragen wird. Dadurch wird der Körper Schicht für Schicht erzeugt. Für die Fertigung mittels Mikrofräsen soll reines Kupfer verwendet werden. Die Wärmeleitfähigkeit von reinem Kupfer ist höher als die der meisten Materialien. Außerdem ist Kupfer vergleichsweise kostengünstig. Daher ist dieses Material für die Wärmemesstechnik besonders eignet. Beim Mikrofräsen werden zunächst die Kühlkanäle in die Oberfläche des Modells gefräst. Anschließend wird ein elektrisch leitfähiges Wachs in die Hohlräume gefüllt und die galvanisierte Schicht auf das gesamte Modell aufgetragen. Nach dem Galvanisieren kann das Wachs geschmolzen und aus den Hohlräumen gespült werden.

Für die Simulationen nutzte Dauthe-Kunz die Aluminiumlegierung (AlSi12Mg) mit einer Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda = 170 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$ , da die Fertigung mittels Lasersintern eine höhere Flexibilität für die Gestaltung der Kühlgeometrie ermöglicht [23]. Die Stoffdaten der Aluminiumlegierung sind vom Hersteller vorgegeben worden.

Der für die Messung mittels Strömungskalorimeter benötigte Massenstrom ergibt sich aus der Energiebilanz für einen stationären Fließprozess unter Vernachlässigung der hydraulischen Leistung. Der abzuführende Wärmestrom wird aus der auf die Frontfläche des Kalorimeters wirkenden Wärmestromdichte und der Größe der Frontfläche berechnet. Da sich der absolute Messfehler mit steigender Temperatur nur geringfügig vergrößert, führt eine Vergrößerung der Temperaturdifferenz zwischen Zu- und Ablauf zu einer Verkleinerung des relativen Messfehlers. Um die Temperaturdifferenz zu vergrößern muss jedoch der Massenstrom reduziert werden. Deshalb lässt sich die Temperaturdifferenz nicht beliebig erhöhen und wurde auf 20 K festgesetzt. Mit den Vorgaben einer wirkenden Wärmestromdichte von  $16 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$ , einer vernachlässigbaren hydraulischen Leistung, einer spezifischen Wärmekapazität von  $c_p = 4199 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$  und einer Oberfläche von  $A = 78,54 \text{ mm}^2$  ergibt sich aus der Gleichung (2.2) ein Massenstrom von  $\dot{m} = 15 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ .

In den Abbildungen 3.1 und 3.2 sind die ursprüngliche Version des Strömungskalorimeters mit Prallkühlung und die von Dauthe-Kunz entwickelte Version abgebildet. Anhand eines Vergleichs dieser beiden Versionen des Strömungskalorimeters werden im Folgenden die eingeführten Verbesserungen diskutiert.

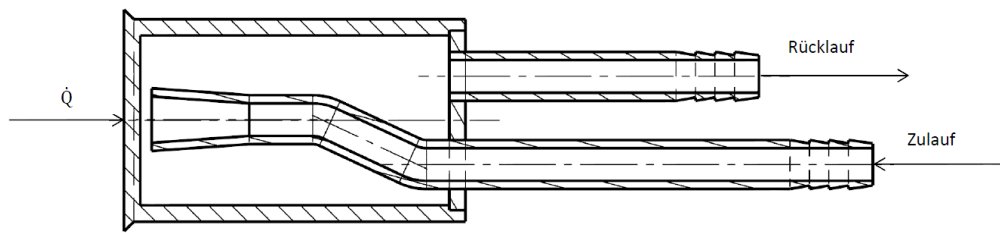


Abbildung 3.1.: Modell mit Prallkühlung

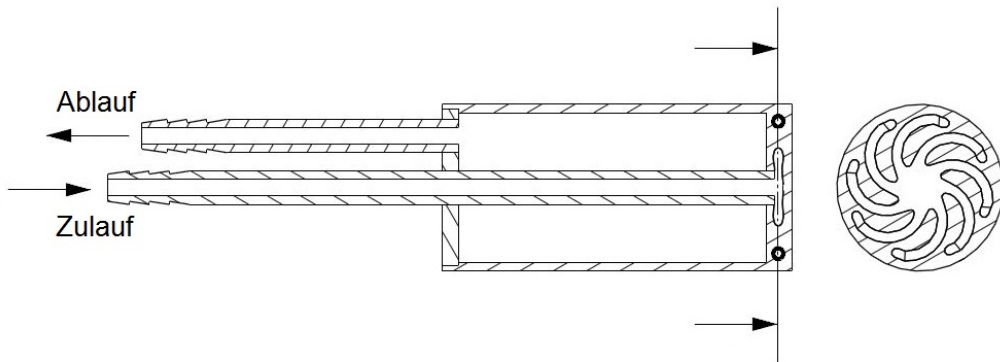


Abbildung 3.2.: Weiterentwickeltes Modell mit spiralförmigen Kühlkanälen [23]

Abbildung 3.3 zeigt die simulierte Oberflächentemperatur des Strömungskalorimeters mit Prallkühlung und des von Dauthe-Kunz entwickelten Strömungskalorimeters. Für die Auswertung wird die Oberflächentemperatur entlang einer Diagonalen auf der Frontfläche des jeweiligen Modells verwendet. Die auf die Frontfläche wirkende Wärmestromdichte beträgt in beiden Simulationen  $16 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$ . Ebenfalls gleichgroß sind der simulierte Massenstrom ( $15 \frac{\text{g}}{\text{s}}$ ) und die Wassertemperatur am Zulauf (278,15 K). Die Größe der Frontfläche wurde von Dauthe-Kunz verkleinert. Außerdem wurde die Nase an der Frontfläche des Strömungskalorimeters mit Prallkühlung entfernt, da dieser Bereich eine Überhitzung aufweist.

Die Graphen in Abbildung 3.3 zeigen einen Oberflächentemperaturunterschied von ungefähr 300 K zwischen den beiden Modellen. Die Oberflächentemperaturen des Modells mit Prallkühlung sind jedoch unphysikalisch, da sich bei derart hohen Temperaturen der Aggregatzustand des Wassers an der Innenseite der Frontfläche von flüssig in gasförmig geändert hätte. Dies wurde jedoch in dem Modell nicht berücksichtigt. Die Ergebnisse zeigen dennoch, dass die Gleichgewichtstemperatur des weiterentwickelten Strömungskalorimeters für die gegebenen Randbedingungen niedriger ist als für das Modell mit Prallkühlung. Dies ist mit verschiedenen Überlegungen zu erklären. Die spiralförmigen Kühlkanäle bieten einerseits eine größere Oberfläche für den Wärmeübergang als die Prallkühlung. Andererseits ist die Kühlwirkung des Wasserstrahl der Prallkühlung aufgrund des vorgegebenen Massenstroms begrenzt, da nur ein kleiner Bereich der Frontfläche vom Strahl erreicht wird

und die Randbereiche der Frontfläche nicht ausreichend gekühlt werden. Daher kann die vergleichsweise große Frontfläche nicht im gleichen Maße gekühlt werden, wie von den unter der gesamten Oberfläche verteilten Kühlkanälen.

Obwohl die Oberflächentemperatur des von Dauthe-Kunz entwickelten Strömungskalorimeters deutlich niedriger als die Oberflächentemperatur des Modells mit Prallkühlung ist, ist diese mit bis zu 480 K zu hoch für die Messung des Kaltwandwärmestroms. Daher existiert auch für diese Version Verbesserungspotential. Dennoch ist ein wichtiger Ansatz für die Entwicklung des kalorimetrischen Messsystems gegeben.

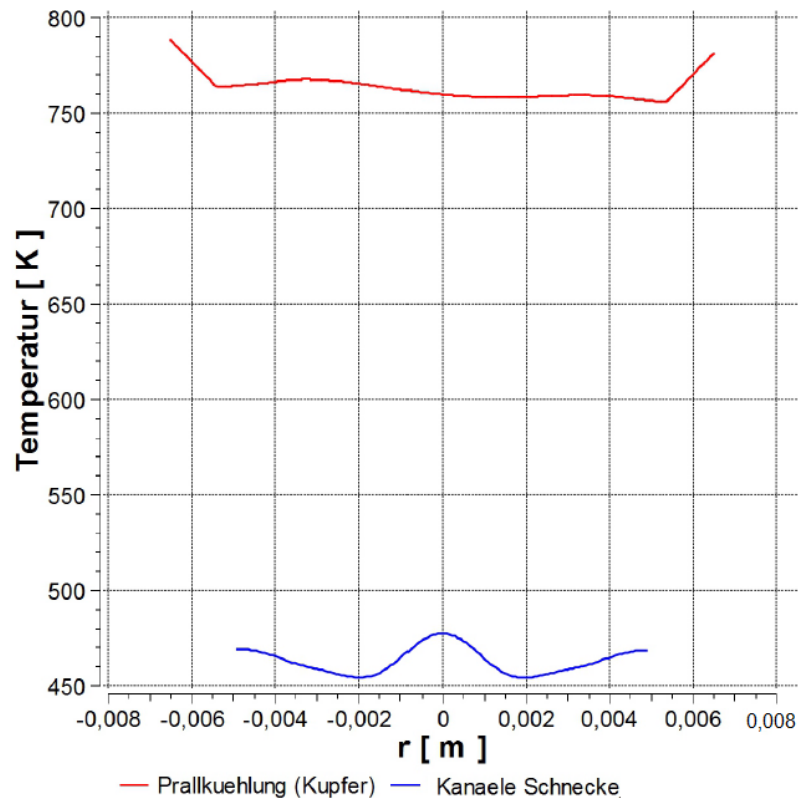


Abbildung 3.3.: Oberflächentemperaturverteilung für eine Wärmebelastung von  $16 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$

## 3.2. Anforderungen an das kalorimetrische Messsystem

Neben der hohen Belastbarkeit ist die wichtigste Anforderung an das Messsystem eine hohe Genauigkeit bei der Messung des Kaltwandwärmestroms. Dafür sind, abgesehen von der zu messenden Wärmestromdichte und der durch das Wasser abgeführten Wärme, alle weiteren ein- und ausgehenden Wärmeströme zu vermeiden. Außerdem muss die Oberfläche im stationären Zustand so kalt wie möglich bleiben, was mit einer effizienten Kühlung realisierbar ist. Die Temperaturmessung und die Regelung des Massenstroms müssen sehr präzise an einer geeigneten Stelle durchgeführt werden, um Verfälschungen durch Messungenauigkeiten zu minimieren. Für die Erhaltung eines konstanten Massenstroms ist wei-



terhin eine effektive Abdichtung aller Übergänge essentiell. Die sekundären Anforderungen an das Messsystem sind eine unkomplizierte Montage und die Möglichkeit, beschädigte Komponenten schnell austauschen zu können.

#### **Thermische Auslegung:**

Um eine kalte Frontfläche trotz einer hohen aufgeprägten Wärmestromdichte zu erhalten, muss die Wärme effizient von der Oberfläche abtransportiert werden. Dazu eignen sich zum einen Materialien, die eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit aufweisen, und zum anderen Kühlsysteme, die dicht unter der Oberfläche verlaufen. Für die Kühlung ist weiterhin ein großer Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  zwingend erforderlich. Ausgehend von Gleichung (2.8) ist erkennbar, dass dafür die Wärmeleitfähigkeit des Fluides oder der Temperaturgradient in der wandnahen Fluidschicht groß werden muss. Dies ist beispielsweise mit einer vollturbulenten Strömung zu erreichen, die in wandnahen Bereichen sowohl für die Geschwindigkeit als auch für die Temperatur über einen größeren Gradienten verfügt als eine laminare Strömung. Mit steigender Geschwindigkeit nimmt außerdem der Massenstrom für einen konstanten Rohrdurchmesser zu. Durch den größeren Durchsatz wird mehr Energie benötigt, um das Wasser zu erhitzen. Folglich bleibt die mittlere Wassertemperatur geringer, was gleichzeitig zu einer niedrigeren Kalorimetertemperatur führt. Der Einfluss einer Rohrdurchmesseränderung auf die Geschwindigkeit und den Massenstrom kann mit der Kontinuitätsgleichung beschrieben werden. Anhand dieser lässt sich verdeutlichen, dass eine Querschnittsvergrößerung zu einer Verkleinerung der Geschwindigkeit führt, wenn der Massenstrom nicht angepasst wird. Da an dieser Stelle der durch die Rohrreibung hervorgerufene Druckverlust, der die Strömungsgeschwindigkeit begrenzt, noch nicht berücksichtigt wird, wird die Bedeutung dieser Beziehung für die Auslegung des Kühlsystems im Abschnitt „Hydrodynamische Auslegung“ näher erläutert.

$$v = \frac{\dot{m}}{A \cdot \rho} = \frac{\dot{m}}{\frac{d^2}{4} \cdot \pi \cdot \rho} \propto \frac{\dot{m}}{d^2} \quad (3.1)$$

Für die Isolierung gegenüber Querwärmeströmen ist in den Bereichen, in denen ein Kontakt vermieden werden kann, die Atmosphäre innerhalb des Windkanals ein geeigneter Isolator. Für Bereiche, in denen ein Kontakt nicht zu vermeiden ist, wird ein Material benötigt, das eine niedrige Wärmeleitfähigkeit besitzt und zusätzlich hohen Temperaturen standhalten kann. Ein entsprechendes Material ist der Kunststoff Polyetheretherketon, kurz PEEK. Dieser Werkstoff hat, gemäß den Datenblättern der Werkstatt des DLR, eine Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda = 0,25 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$  und eine Schmelztemperatur von circa  $T = 640 \text{ K}$ . Das PEEK darf jedoch nicht direkt mit der Hochenthalpieströmung interagieren, da sich die Wärme aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit an den betroffenen Oberflächen zu stark stauen würde. Dadurch würde sich die Oberfläche extrem stark erhitzen und schmelzen.

#### **Mechanische Auslegung:**

Aufgrund des hohen Druckes innerhalb der Kühlleitungen von bis zu 40 bar, der dünnen Wände und der thermischen Belastung, ist das Messsystem auch mechanisch auszulegen.

Vor allem im Bereich von größeren Kavitäten können Spannungsspitzen auftreten. Zur Abschätzung der Größenordnung der Spannungen aufgrund der Druckkraft kann die Kesselformel genutzt werden. Diese gilt für dünnwandige rotationssymmetrische Körper, wie beispielsweise Rohre. Die Gleichungen lauten [35]:

$$\sigma_t = \frac{p \cdot d_m}{2 \cdot s} \quad (3.2a)$$

$$\sigma_a = \frac{p \cdot d_m}{4 \cdot s} \quad (3.2b)$$

$\sigma_t$  und  $\sigma_a$  sind die Spannungen in tangentialer und axialer Richtung. Weiterhin stellt  $p$  den wirkenden Innendruck,  $s$  die Wandstärke und  $d_m$  den Rohrdurchmesser bis zur Wandmitte dar. Die Spannungen in radialer Richtung nehmen entlang der Wandstärke ab. Direkt an der Innenseite des Rohres gilt  $\sigma_r = -p$ . An der Außenseite des Rohres verschwindet die radiale Spannung. Die Kesselformeln zeigen, dass die Spannungen mit dem Verhältnis von Durchmesser zu Wandstärke beeinflusst werden können. An dieser Stelle ist bereits zu erkennen, dass die mechanische Auslegung im Widerspruch zur thermischen Auslegung steht. Für die thermische Auslegung sind extrem dünne Wände von Vorteil. Dadurch wird die isolierende Wirkung des Materials und damit der Wärmestau an der Oberfläche reduziert. Außerdem sollten die Kühlkanäle sehr eng beieinander liegen, um eine Überhitzung des Materials zwischen den Kühlkanälen zu vermeiden. Für die mechanische Auslegung hingegen müssen die Wandstärken und die Rohrabstände groß genug sein, um dem Innendruck stand zu halten. Deshalb muss das System sowohl für den Betriebsfall, für den ein Druckverlust zwischen Zu- und Ablauf vorliegt, als auch für den kritischen Fall eines verstopften Ablaufs, bei dem 40 bar innerhalb des gesamten Kühlsystems wirken, dimensioniert werden. Die auftretenden Spannungen müssen kleiner als die Streckgrenze sein, um eine Deformierung des Kühlsystems zu verhindern. Darüber hinaus wird ein Sicherheitsfaktor benötigt, der die Abnahme der Streckgrenze aufgrund der Erwärmung berücksichtigt.

Die bisher verwendete Aluminiumlegierung hat laut dem Maschinenhersteller eine Streckgrenze von mindestens  $R_{p0,2} = 80 \text{ MPa}$ . Für den Sicherheitsfaktor wird  $S = 2$  gewählt. Somit dürfen die auftretenden Spannungen maximal 40 MPa betragen. Da Kupfer je nach Fertigungsmethode und Reinheit eine ähnliche Streckgrenze aufweist, wird auch hierfür eine Spannungsgrenze von 40 MPa vorgegeben (verwendet wird das Kupfer Cu-HCP mit der Werkstoffnummer CW021A).

#### **Hydrodynamische Auslegung:**

Für die Wasserkühlung ist ein maximaler Druck von 40 bar vorgegeben. Dies ist vor allem bei der Dimensionierung der Rohrleitungen zu beachten. Der Druckverlust ist eine Funktion des Staudrucks und somit eine Funktion der quadratischen Geschwindigkeit:

$$p_{\text{verlust}} \propto \frac{1}{2} \cdot \rho v^2 \quad (3.3)$$

Die Geschwindigkeit wiederum ist aufgrund der Kontinuitätsgleichung vom Rohrquerschnitt und dem Massenstrom abhängig, wie in Gleichung (3.1) bereits dargestellt worden ist. Daraus folgt:

$$p_{\text{verlust}} \propto \left( \frac{\dot{m}}{d^2} \right)^2 = \frac{\dot{m}^2}{d^4} \quad (3.4)$$

Da der Massenstrom durch die Wärmestromdichte und die vorgegebene maximale Wassertemperatur eingeschränkt ist, kann der Druckverlust vor allem über den Rohrdurchmesser eingestellt werden. Dies bedeutet jedoch auch, dass die Feinheit der Rohre begrenzt ist, und steht wiederum in Konflikt mit der Forderung der thermischen und mechanischen Auslegung nach kleinen Rohrdurchmessern, um eine gleichmäßige Temperaturverteilung und kleine mechanische Belastungen zu erreichen. Des Weiteren sind Rohrabzweigungen, Rohrzusammenführungen und Querschnittsänderungen des Kühlsystems in Bezug auf den Druckverlust zu vermeiden, da diese teilweise einen hohen Druckverlustbeiwert aufweisen.

#### **Siedekrise:**

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Auslegung des Kühlsystems ist die Siedekrise. Aufgrund der im Vergleich zur Wassertemperatur hohen Temperaturen im Kalorimetermaterial besteht die Möglichkeit, dass an der Rohrrinnenwand lokal die Siedetemperatur des Wassers überschritten wird. Dies führt zur Verdampfung des Wassers in diesem Bereich. Die Wasserdampfbläschen haben ein größeres Volumen als die gleiche Menge Wasser. Daher verringern sie den durchflossenen Querschnitt und verschlechtern den Wasserfluss. Aufgrund der schlechteren Durchströmung und der geringeren Wärmeleitfähigkeit von Wasserdampf verschlechtert sich der Wärmeübergang zwischen Wasser und Rohrmaterial und die lokale Überhitzung breitet sich aus, sodass ein größerer Bereich von der Verdampfung betroffen ist. Dies kann im schlimmsten Fall zu einem so starken Temperaturanstieg führen, dass das Material den mechanischen Belastungen nicht mehr standhält und versagt. Deshalb muss in den Rohrleitungen durchgehend ein statischer Druck herrschen, der den Siedepunkt des Wassers weit genug anhebt, um ein Sieden zu vermeiden [36].

#### **Konstruktive Randbedingungen:**

Die konstruktiven Randbedingungen sind mit der Forderung nach unkomplizierter Montage und guter Dichtigkeit gegeben. Das gesamte Messsystem besteht aus einem Strömungskalorimeter, einer Halterung, mit deren Geometrie die gewünschte Versuchskörpergeometrie nachgebildet wird, einem Schwert für die optimale Positionierung im Windkanal und einem Verbindungszyylinder zwischen Schwert und Halterung. Zwischen Kalorimeter und Halterung und zwischen Kalorimeter und Verbindungszyylinder werden zusätzliche Komponenten zur Isolierung benötigt. Da Schrauben innerhalb des Kalorimeters eine Wärmebrücke darstellen und somit die Genauigkeit beeinträchtigen, muss das Kalorimeter auf eine andere Art fixiert werden. Eine Möglichkeit dafür ist, Halterung und Verbindungszyylinder zu verschrauben und das Strömungskalorimeter dazwischen einzuklemmen. Dabei müssen jedoch Kontaktstellen mit dem Kalorimeter vermieden werden, um den Wärmeaustausch mit den anderen Komponenten zu minimieren. Dies wird mit einer PEEK-Hülse, die über das Ka-

lorimeter gestülpt wird, realisiert.

Die Außenkontur der Halterung, die in Abbildung 3.5 dargestellt ist, und die Außenkontur des Verbindungszyinders sind durch die gewünschte Versuchsgeometrie vorgegeben. Diese orientiert sich an der am häufigsten genutzten Probe mit einem Durchmesser von 50 mm und einem Schulterradius von 4,4 mm am äußeren Rand der Frontfläche. Außerdem ist der Wärmestrom auf eine derartige Geometrie bereits häufig untersucht worden, sodass die gemessenen Ergebnisse mit anderen Daten verglichen werden können. Weiterhin muss im Verbindungszyinder eine mittige Aussparung vorgesehen werden, durch die die Zu- und Abläufe des Kalorimeters, sowie die Anschlüsse der vier Widerstandsthermometer geführt werden können. Außerdem müssen sowohl das Schwert als auch der Verbindungszyinder gekühlt werden, auch wenn der von der Strömung auf diese Komponenten übertragene Wärmestrom sehr viel geringer ist, als der auf die Halterung übertragene Wärmestrom. Deshalb werden die Zu- und Abläufe der Halterung auch zur Kühlung des Schwerts und des Verbindungszyinders genutzt.

Das Schwert ist in Abbildung 3.4 zusammen mit dem Verbindungszyinder, der Halterung und dem Kalorimeter dargestellt. Die Konstruktion erfolgte bereits für andere Anwendungen und kann ohne tiefgreifende Veränderungen übernommen werden. Die für die Konstruktion geltenden Vorgaben sind somit eine gute Abdichtung zwischen Halterung und Verbindungszyinder, eine optimale Positionierung des Kalorimeters innerhalb der Halterung und die Außengeometrie der Halterung.

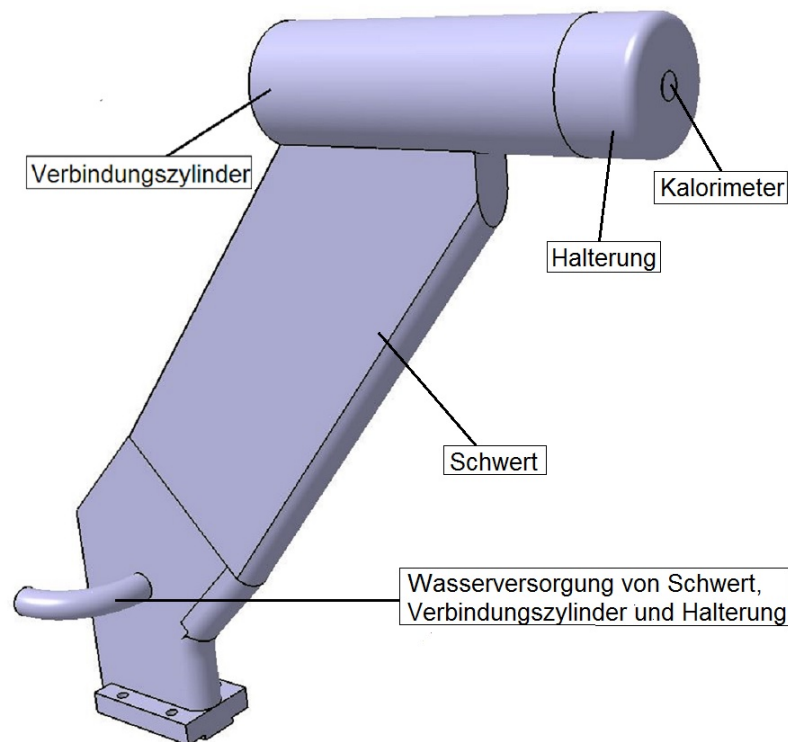


Abbildung 3.4.: 3-D Ansicht des Schwerts

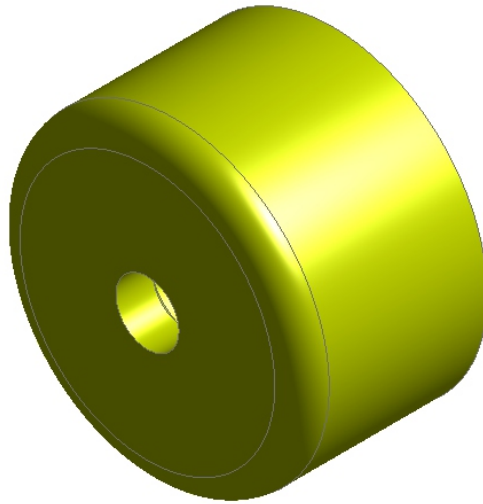


Abbildung 3.5.: Isometrische Ansicht der Halterung

### 3.3. Grundlegendes Design des Gesamtsystems

In Abbildung 3.6 sind Halterung, Verbindungszyylinder, Kalorimeter und die PEEK-Hülse als Isolierung im konstruierten Verbund dargestellt. Das Kalorimeter hat im unteren Bereich eine kleine Schürze, auf die die PEEK-Hülse gedrückt wird. Das Kalorimeter mitsamt der PEEK-Hülse wird anschließend von hinten in die Halterung geschoben, bis zum Anschlag in die Halterung geschoben. Dadurch presst die Halterung beim Verschrauben die Hülse und das Kalorimeter gegen den Verbindungszyylinder, sodass das Kalorimeter zentriert und zusätzlich in axialer Richtung fixiert wird. Zwischen Verbindungszyylinder und Kalorimeter wird zur Isolierung ein PEEK-Adapter platziert. Der PEEK-Adapter eignet sich aufgrund seiner niedrigen Wärmeleitfähigkeit sehr gut für die Temperaturmessung des Wassers. Daher wird sowohl der Zulauf als auch der Ablauf durch den PEEK-Adapter geführt. Da das Wasser innerhalb des Adapters von äußeren Einflüssen abgeschirmt wird, kann sich die Temperaturverteilung des Wassers homogenisieren. Dadurch wird die tatsächliche mittlere Temperatur gemessen. Für die Temperaturmessung sind insgesamt vier PT100 Widerstandsthermometer vorgesehen, da diese genauer als Thermoelemente sind und keine Referenztemperatur benötigen. Hiervon werden jeweils zwei Widerstandsthermometer im Zulauf und im Ablauf verbaut, um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen. Die PT100 werden über schräge Bohrungen seitlich in die Strömung eingeführt. Anschließend werden die Bohrungen verklebt, um die Dichtigkeit zu gewährleisten. Ausgehend von der Rückseite des PEEK-Adapters werden die Verkabelung der PT100 und die Schläuche für die Wasserversorgung des Kalorimeters durch die mittige Aussparung innerhalb des Verbindungszyinders aus dem Messsystem und dem Windkanal herausgeführt. Der Massendurchfluss wird mit einem Coriolis-Massendurchflussmesser gemessen, der im Bereich

der Wasseranschlüsse installiert ist. Daher muss der Massendurchflussmesser in der Auslegung des Gesamtsystems nicht weiter berücksichtigt werden.

Zwischen Halterung und Kalorimeter ist ein feiner Luftspalt von 0,1 mm Dicke vorgesehen. Dieser isoliert das Kalorimeter im vorderen Bereich, da das PEEK bei direktem Kontakt mit der Strömung an der Oberfläche schmelzen würde. Im hinteren Bereich des Kalorimeters ist der Spalt aus konstruktionstechnischen Gründen vorgesehen, da die Isolierung aufgrund der Schürze des Kalorimeters andernfalls zu dünn werden würde.

Für die Dichtung werden O-Ringe an den Leitungsübergängen zwischen Halterung und Verbindungszyylinder beziehungsweise zwischen Kalorimeter und Adapter positioniert. Der nötige Druck wird von den vier Schrauben erzeugt, die den Verbindungszyylinder und die Halterung verbinden. Um zu gewährleisten, dass die Kalorimeterfrontfläche bündig mit der Halterungsfrontfläche abschließt, sind die beiden O-Ringe zwischen Kalorimeter und Adapter überdimensioniert. Dadurch wirken sie wie eine Feder und können Fertigungstoleranzen ausgleichen.

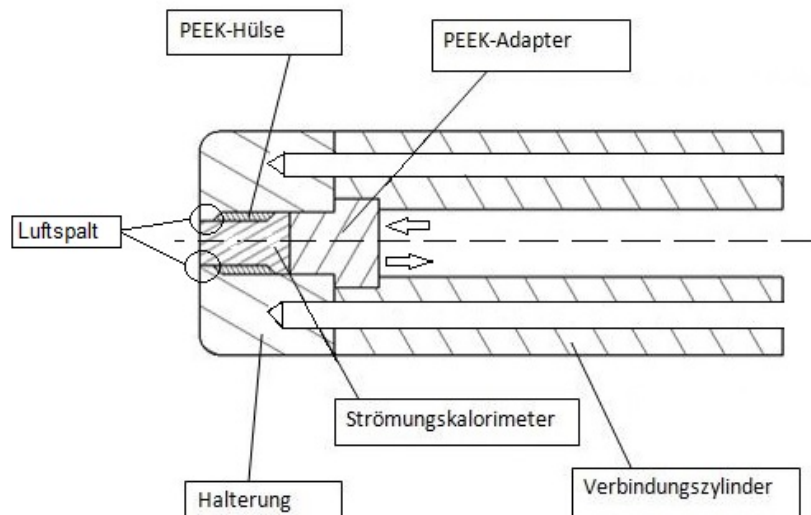


Abbildung 3.6.: Gesamtmodell

Für die vorliegenden Bedingungen müssen insgesamt vier M6 Schrauben der Festigkeitsklasse 12.9 eingesetzt werden. Diese Schrauben werden durch den gesamten Verbindungszyylinder geführt und 15 mm tief in die Halterung geschraubt. Der dadurch verlorene Raum innerhalb der Halterung muss bei der Konstruktion der Kühlkanäle berücksichtigt werden. Die Dimensionierung der Schrauben ist von der Größe der Zu- und Abläufe in das Kalorimeter und in die Halterung abhängig. Die Kraft, die von den Schrauben aufgenommen werden muss, lässt sich aus dem Druck auf die Querschnittsfläche der Zu- und Abläufe und ihrer Dichtungen bestimmen. Die für die Abschätzung der Dauerfestigkeit der Schrauben benötigten Rechnungen sind im Anhang aufgeführt.

## 4. Validierung und Gitterstudie

Die Überprüfung numerischer Simulationen im Bereich der Wärmemesstechnik ist für viele Problemstellungen erschwert, da die Einstellung eines exakten Wärmestroms, der anschließend gemessen wird, häufig sehr aufwendig und nur mit einer Ungenauigkeit realisierbar ist. Aus der fehlerbehafteten Einstellung des zu messenden Wärmestroms resultiert daher eine Ungenauigkeit im Messwert. Außerdem können die numerischen Ergebnisse nur für vereinfachte Bedingungen analytisch überprüft werden. Deshalb ist eine sorgfältige Validierung des Programms und eine Analyse der numerischen Fehler essentiell.

In diesem Kapitel wird das Programm Ansys CFX validiert, indem eine Rohrströmung simuliert wird. Die Ergebnisse werden mit analytisch berechneten Ergebnissen überprüft. Im Rahmen der Gitterstudie werden verschiedene Gittereinstellungen verglichen, um den Einfluss der Diskretisierung zu untersuchen.

### 4.1. Validierung

Für Rohrströmungen existieren in allen Strömungsbereichen Gleichungen zur Berechnung der Nusselt-Zahl, die bereits häufig überprüft worden sind und daher für eine Validierung geeignet sind. Da im Übergangsbereich sowohl die Nusselt-Zahl für laminare als auch die für turbulente Strömungen berechnet werden muss, wird eine Rohrströmung aus diesem Bereich mit Ansys CFX simuliert.

Für die Simulation der Rohrströmung wird ein Rohrlinnendurchmesser von  $d_i = 10 \text{ mm}$ , eine Rohrlänge von  $l = 1000 \text{ mm}$  und eine isotherme Rohrwand ( $T_{\text{Wand}} = 100^\circ\text{C}$ ) vorgegeben. Das Wasser durchströmt das Rohr mit einer Geschwindigkeit von  $v = 0,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Die Wassertemperatur im Zulauf beträgt für  $T_{\text{Wasser}} = 283,15 \text{ K}$ .

Die Berechnung der Rohrströmung wird mit dem SST-Turbulenzmodell durchgeführt, da dieses auch für die folgenden Simulationen der Halterung und des Kalorimeters verwendet wird. Weiterhin wird ein unstrukturiertes Gitter verwendet, dessen Verfeinerungsgrad dem in den folgenden Simulationen verwendeten Verfeinerungsgrad entspricht. Auch die Dicke der untersten Prismenschicht wird entsprechend den Ergebnissen der Gitterstudie für die Validierung übernommen. Dadurch wird sichergestellt, dass das für die Validierung verwendete Gitter dem Gitter der folgenden Simulationen ähnelt.

Die Ergebnisse der Simulationen sind in der Abbildung 4.1 dargestellt. Die gemittelte Temperatur im Ablauf beträgt  $51,6 \text{ K}$  und der übertragene Wärmestrom beträgt  $6750 \text{ W}$ .

Zusätzlich wird die Rechnung mit verschiedenen Residuen durchgeführt. Mit dem Resi-

duum wird das Abbruchkriterium für eine numerische Rechnung definiert. Während einer numerischen Rechnung nähert sich der Gleichungslöser dem Ergebnis iterativ an. Dabei verringert sich der Fehler im Normalfall mit jeder Rechnung, bis eine vorgegebene Grenze unterschritten wird und die Rechnung abbricht. Da zunächst keine Erfahrungswerte für die Einstellung des Residuums vorliegen, wird als Abbruchkriterium für die Rohrströmung ein RSM-Residuum (Root Mean Square, zu Deutsch quadratisches Mittel) von  $10^{-6}$ ,  $10^{-5}$  und  $10^{-4}$  gewählt. Die Ergebnisse zeigen, dass für ein Residuum zwischen  $10^{-6}$  und  $10^{-5}$  der Fehler klein bleibt. Der berechnete Wärmestrom beträgt 6750 W für ein Residuum von  $10^{-6}$  und 6753 W für ein Residuum von  $10^{-5}$ . Allerdings muss dabei berücksichtigt werden, dass die Abbruchgrenze von  $10^{-6}$  nicht erreicht wird und sich das Residuum bei  $3 \cdot 10^{-6}$  einpendelt. Der Wärmestrom für ein Residuum von  $10^{-4}$  beträgt 6850 W und weicht damit deutlich von den anderen ab. Die Konvergenzverläufe der Simulation sind der Vollständigkeit halber im Anhang abgebildet.

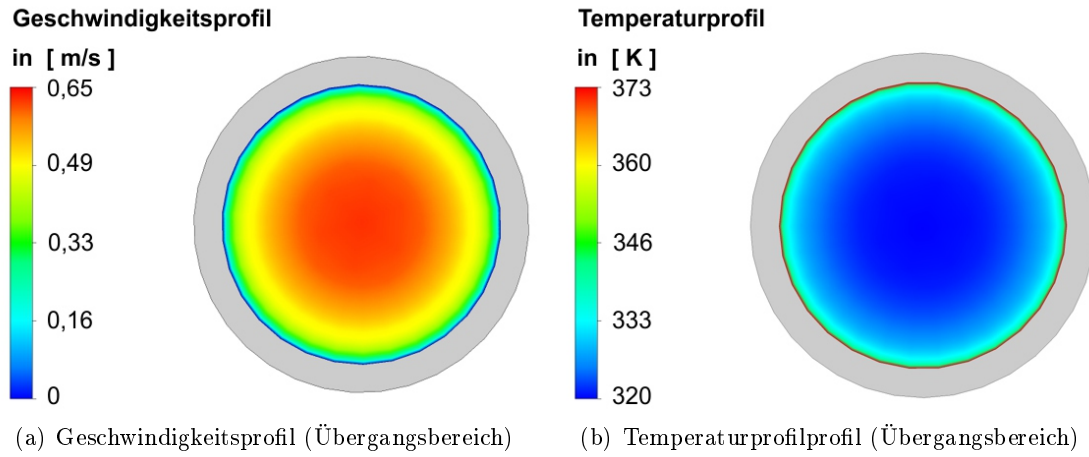


Abbildung 4.1.: Ergebnisse der Validierung

Die analytische Betrachtung wird anhand des VDI-Wärmeatlas durchgeführt. Zur Berechnung der Nusselt-Zahl in laminaren und turbulenten Rohrströmungen dienen die Gleichungen (2.10) und (2.11). Diese werden im Übergangsbereich mit der Gewichtung  $\gamma = \frac{Re - 2300}{10^4 - 2300}$  zusammengeführt. Dabei wird für die Berechnung der laminaren Nusselt-Zahl die Reynolds-Zahl  $Re = 2300$  und für die turbulente Nusselt-Zahl die Reynolds-Zahl  $Re = 10^4$  verwendet [16].

$$Nu_{ges} = [(1 - \gamma) \cdot Nu_{lam,2300} + \gamma \cdot Nu_{turb,10000}] \cdot \left( \frac{Pr_m}{Pr_{Wand}} \right)^{0,11} \quad (4.1)$$

Die analytisch berechneten Werte sind in Tabelle 4.1 angegeben. Die Stoffdaten werden [16] entnommen. Die Prandtl-Zahl direkt an der Wand beträgt  $Pr_{Wand} = 1,757$ . Um die mittlere Temperatur des Wassers abzuschätzen wird die Temperatur im Ablauf mit  $T_{aus} = 323,15K$  abgeschätzt. Daraus ergibt sich eine mittlere Wassertemperatur von  $T_m = 303,15K$ .



Die Ergebnisse der Simulation und der analytischen Berechnung stimmen sehr gut überein. Die Abweichung zwischen der simulierten und der berechneten Temperaturdifferenz zwischen Zulauf und Ablauf beträgt lediglich 2 %. Der simulierte Wärmestrom, der vom Rohr auf das Wasser übertragen wird, weicht um 2,5 % ab. Daher ist davon auszugehen, dass die gegebene Problemstellung mit einer adäquaten Genauigkeit mit Ansys CFX berechnet werden kann.

	Übergangsbereich
Mittlere kinematische Viskosität $\nu_m$	$0,801 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
Mittlere Wärmeleitfähigkeit $\lambda_m$	$0,615 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$
Mittlere Dichte $\rho_m$	$995,65 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
Mittlere spezifische Wärmekapazität $c_{pm}$	$4180 \frac{\text{J}}{\text{kg K}}$
Mittlere Prandtl-Zahl $Pr_m$	5,419
Mittlere laminare Nusselt-Zahl $Nu_{lam}$ , Gleichung (2.10)	8,567
Mittlere turbulente Nusselt-Zahl $Nu_{turb}$	82,597
Mittlere Reynolds-Zahl $Re_m$ , Gleichung (2.14)	6242
Gewichtungsfaktor $\gamma$	0,512
Nusselt-Zahl $Nu_{ges}$	52,59
Wärmeübergangskoeffizient $\alpha$ ; Gleichung (2.9)	$3234 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}}$
Log. Temperaturdifferenz $\Delta T_{ln} = \frac{(T_{Wand}-T_{ein}) - (T_{Wand}-T_{aus})}{\ln\left(\frac{T_{Wand}-T_{ein}}{T_{Wand}-T_{aus}}\right)}$	68,05 K
Wärmestrom $\dot{Q} = \alpha \cdot A \cdot T_{ln}$	6913 W
Temperatur am Ablauf $T_{aus} = \frac{\dot{Q}}{v \cdot \pi \cdot \frac{d^2}{4} \cdot \rho_m \cdot c_{pm}} + T_{ein}$	325,45 K

Tabelle 4.1.: Analytische Berechnung

## 4.2. Gitterstudie für Kalorimetersonde und Halterung

Im Rahmen der Gitterstudie werden verschiedene Gitterparameter überprüft, um ihren Einfluss auf das Endergebnis zu analysieren. Dazu gehören die Variation der Gitterfeinheit, der Zellhöhe der untersten Prismenschicht, der Rauheit und des Turbulenzmodells. Für alle Simulationen wird jeweils nur ein Parameter pro Simulation verändert. Die restlichen Einstellungen werden, wie in Kapitel 5 beschrieben, beibehalten. Dadurch ist sichergestellt, dass die Unterschiede zu der Referenzsimulation mit den ursprünglichen Einstellungen lediglich vom untersuchten Parameter hervorgerufen werden. Außerdem wird für alle Simulationen auf die Gitterqualität geachtet, da ein Gitter mit geringer Qualität die Ergebnisse negativ beeinflusst. Als Qualitätsmerkmale werden die Schiefe der Elemente (Skewness), das Seitenverhältnis und das Expansionsverhältnis genutzt. Für den Vergleich der Simulationen wird die Temperaturverteilung entlang einer Diagonalen auf der Oberfläche herangezogen, da sich dadurch sowohl der Einfluss des Fluidgitters als auch der Einfluss des Festkörpergitters analysieren lässt. Zusätzlich werden der Druckverlust (für das Kalorimeter) oder der Massenstrom (für die Halterung) und die Temperaturdifferenz

des Wassers zwischen Zu- und Ablauf verglichen. Da im Verlauf des Entwicklungsprozesses der Halterung die Geometrie des Modells verändert wird, wird eine Gitterverfeinerung für mehrere Modelle durchgeführt. Die in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse beziehen sich auf die endgültige Geometrie der Halterung. Allerdings hat sich gezeigt, dass die Beeinflussung aufgrund des Gitters für alle Geometrien ähnlich ist, sodass die angegebenen Ergebnisse der Gitterverfeinerung für alle Halterungsmodelle repräsentativ sind. Der Einfluss des Turbulenzmodells ist zu Beginn der Halterungsauslegung mit einem der ersten Modelle durchgeführt worden, da die Beeinflussung durch das Turbulenzmodell trotz Änderungen der Geometrie ähnlich bleibt. Daher ist das hierfür verwendete Modell ein anderes als das für die Gitterverfeinerung verwendete Modell. Zusätzlich dazu sind die Rauheit, die Zellhöhe der untersten Prismenschicht und die Gitterfeinheit des Kalorimetermodells variiert worden. Die Ergebnisse der variierten Rauheit werden jedoch erst in Kapitel 5 diskutiert, da sie einen direkten Einfluss auf die Konstruktion des Messinstruments haben. Die Gitterstudie der mechanischen Analyse ist lediglich im Anhang angegeben, weil die Berechnung der mechanischen Spannungen lediglich als Bestätigung der Festigkeit dient und die Genauigkeit der Ergebnisse nicht weiter relevant ist, sofern die Festigkeit gewährleistet ist.

Abbildung 4.2 zeigt den Einfluss des gewählten Turbulenzmodells auf das Ergebnis. Die Frontflächentemperaturunterschiede zwischen den verschiedenen Turbulenzmodellen betragen bis zu 10 K. Dies entspricht einer relativen Abweichung von maximal 3 %. Daraus resultiert, dass sich der Wärmeübergang aufgrund der variierten Turbulenzmodellierung verändert. Die beiden Reynoldsspannungsmodelle (RSM) zeigen einen sehr ähnlichen Verlauf mit nur kleinen Abweichungen. Dasselbe gilt für die Wirbelviskositätsmodelle. Zwischen den RSM und Wirbelviskositätsmodellen liegt ein Temperaturunterschied von maximal 8 K. Dies verdeutlicht, dass die Turbulenzmodelle auf zwei verschiedenen physikalischen Ansätzen aufbauen, mit denen die Turbulenzballen unterschiedlich modelliert werden. Des Weiteren ist der Oberflächentemperaturunterschied zwischen allen Modellen im Bereich der Innenkavität (ausgehend von der Symmetrielinie ab einem Radius von  $r = 0,005$  m bis  $r = 0,01$  m) größer als im Bereich der Rohrströmung. Die Innenkavität stellt deshalb ein für das Turbulenzmodell sensiblen Bereich dar. Die Temperaturunterschiede zwischen den Graphen sind allerdings auch im Bereich der Innenkavität klein genug, sodass die Anforderung für die Messung des Kaltwandwärmestroms weiterhin erfüllt werden. Dennoch hat die Wahl des Turbulenzmodells einen Einfluss auf die Ergebnisse, der bei der Auswertung berücksichtigt werden muss.

Turbulenzmodell	Temperaturdifferenz Zu- und Ablauf [K]	Massenstrom [ $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ ]
SST	4,572	2,304
BSL	4,684	2,241
k- $\epsilon$	4,530	2,233
k- $\omega$	4,664	2,250
BSL-RSM	4,505	2,338
$\omega$ -RSM	4,508	2,336
relative Abweichung $\frac{\min}{\max}$	0,962	0,955

Tabelle 4.2.: Vergleich des Massenstroms und der Temperaturdifferenz zwischen Zu- und Ablauf für die Variation des Turbulenzmodells

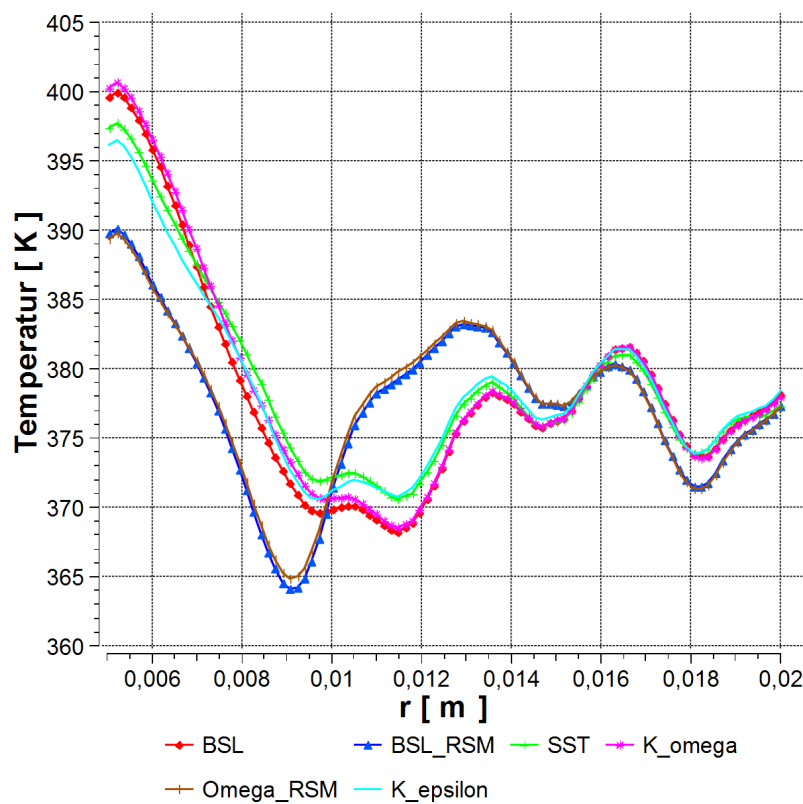


Abbildung 4.2.: Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle

Das genutzte Rechengitter hat einen großen Einfluss auf das berechnete Ergebnis, solange dieses zu grob für die Anwendung ist. Wird das Gitter verfeinert, verringert sich der Einfluss auf die Lösung. Ab einer gewissen Verfeinerung ändert sich die Lösung nicht mehr durch eine weitere Verfeinerung des Gitters. Das bedeutet, dass das Gitter ab dieser Auflösung keinen Einfluss mehr auf das Ergebnis hat.

Um den Einfluss des Gitters auf das Endergebnis zu überprüfen, wird das Gitter des gesamten Modells gleichmäßig verfeinert. Dabei wird wegen der Symmetrie des Bauteils nur ein Drittel des Modells simuliert, da dies die Rechenzeit verkürzt. Die Ergebnisse zeigen, dass sich die Oberflächentemperatur trotz starker Verkleinerung der Gitterzellen für

jede weitere Gitterverkleinerung ändert. Wie schon für die Turbulenzmodelle gilt auch für die Gitterverfeinerung, dass die Innenkavität den kritischen Bereich darstellt. Im Bereich der Kühlkanäle ( $r > 0,01 \text{ m}$ ) liegen die Graphen für jede Verfeinerung übereinander. In der Innenkavität liegen hingegen Temperaturunterschiede von maximal 5 K zwischen zwei Graphen vor. Diese Unterschiede werden mit steigender Gitterfeinheit kleiner. Allerdings kann aus den vorliegenden Daten nicht geschlossen werden, dass sich dieser Trend fortsetzt. Daher zeigt die Gitterstudie, dass das Gitter für die genutzten Gittergrößen immer einen Einfluss auf das Ergebnis hat. Eine weitere Verfeinerung des gesamten Modells ist mit der zur Verfügung gestellten Rechenkapazität nicht realisierbar. Daher wird im nächsten Schritt das Gitter des Festkörpers und das Gitter des Fluids jeweils einzeln betrachtet.

Elementanzahl			Temperaturdifferenz Zu- und Ablauf [K]	Massenstrom [ $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ ]
Gesamt	Solid	Fluid		
$4,7 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^6$	36,70	0,0946
$9,5 \cdot 10^6$	$5,3 \cdot 10^6$	$4,1 \cdot 10^6$	37,02	0,0939
$1,8 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^7$	$6,4 \cdot 10^6$	37,23	0,0934
$3,4 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^7$	37,5	0,0927

Tabelle 4.3.: Vergleich des Massenstroms und des Temperaturunterschieds zwischen Zu- und Ablauf für die Gitterverfeinerung des gesamten Gitters

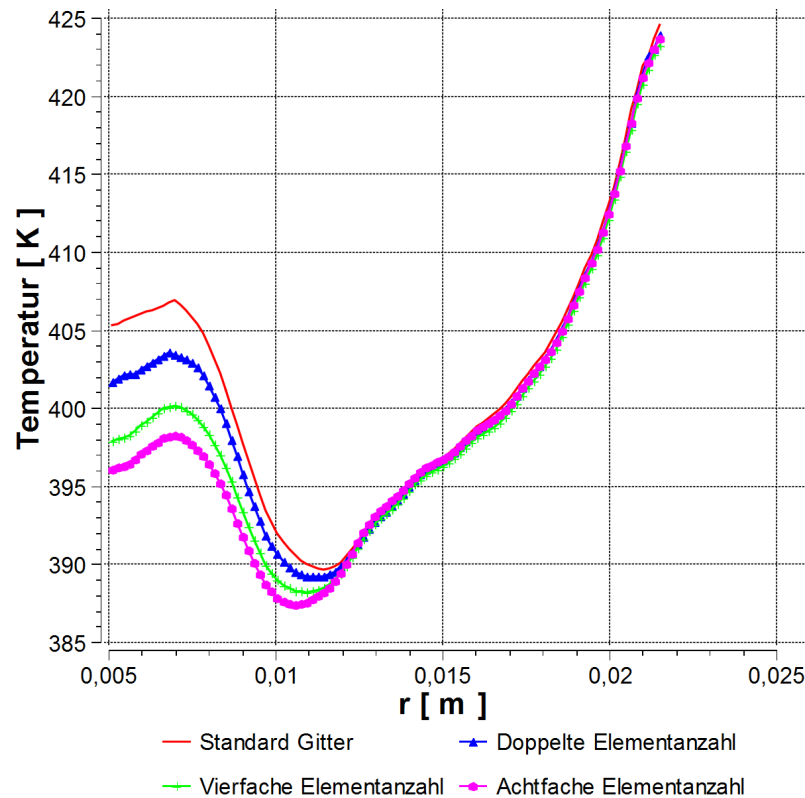


Abbildung 4.3.: Gitterverfeinerung des gesamten Gitters (Halterung)

Die einzelne Betrachtung des Solidgitters zeigt, dass sich das Ergebnis ab einer Elementanzahl von  $1,1 \cdot 10^7$  nicht mehr verändert, sofern dieselben Einstellungen für das Fluidgitter verwendet werden. Daraus ist zu schließen, dass das Solidgitter ab dieser Elementanzahl keinen Einfluss mehr auf das Ergebnis hat. Für eine weitere Verfeinerung des Fluidgitters ändert sich die Lösung jedoch nach wie vor. Dies liegt daran, dass für eine adäquate Lösung der Wärmeleitungsgleichung eine gröbere Gitterauflösung ausreichend ist, als für die Lösung der Navier-Stokes Gleichungen. Ab einer Elementanzahl von  $1,5 \cdot 10^7$  im Fluidgitter wird die Gitterstudie abgebrochen, da eine weitere Verfeinerung die zur Verfügung stehende Rechenkapazität übersteigen würde. Trotz einer separaten Betrachtung des Fluidgitters bleibt ein Einfluss des Fluidgitters auf das Gesamtergebnis. Dies muss in der Analyse der Daten berücksichtigt werden.

Elementanzahl			Temperaturdifferenz Zu- und Ablauf [K]	Massenstrom [ $\frac{\text{kg}}{\text{s}}$ ]
Gesamt	Solid	Fluid		
$6,8 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$	$4,3 \cdot 10^6$	37,05	0,09385
$1,2 \cdot 10^7$	$5,3 \cdot 10^6$	$6,6 \cdot 10^6$	37,41	0,09286
$2,5 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^7$	37,49	0,09265

Tabelle 4.4.: Vergleich des Massenstroms und des Temperaturunterschieds zwischen Zu- und Ablauf für die Verfeinerung des Solid- und des Fluidgitters

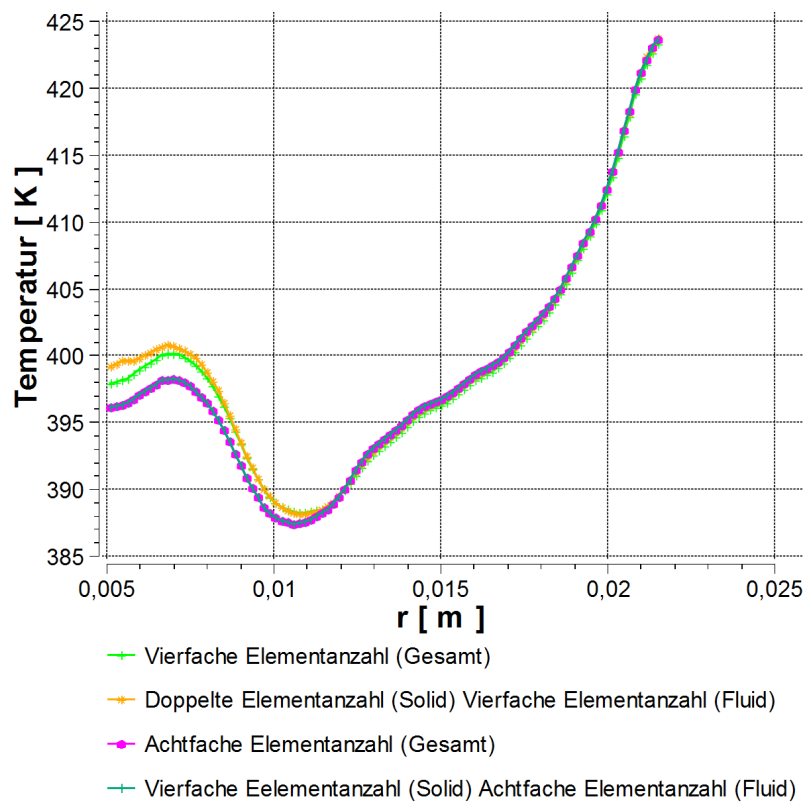


Abbildung 4.4.: Gitterverfeinerung von Fluidgitter und Solidgitter (Halterung)

Zur Beurteilung der Gitterqualität werden das Seitenverhältnis und die Rechtwinkligkeit der Elemente betrachtet. Die Expansionsrate der Elemente wird für alle Gitter auf 1,1 festgelegt, um eine abrupte Größenänderung der Gitterelemente zu vermeiden, da sich dies negativ auf den Abbruchfehler und das Diskretisierungsschema auswirken würde. Die Tabelle 4.5 zeigt, dass die Schiefe der Elemente für alle Gitter ähnlich ist. Aufgrund der Berechnungsvorschrift für dieses Qualitätskriterium ist 0 der optimale und 1 der schlechteste Wert. Das Seitenverhältnis nimmt mit steigender Gitteranzahl ab. Dieses Verhalten ist damit zu begründen, dass die Vernetzung von den feinen Details der Modellgeometrie in einem groben Gitter eher zu entarteten Elementen führt als in feinen Gittern. Im Durchschnitt sind die verwendeten Elemente von guter Qualität. Lediglich einige wenige Elemente sind von schlechter Qualität. Da die Vermeidung von verzerrten Gitterelementen bei der Vernetzung einer derart komplexen Geometrie einen unverhältnismäßig hohen Zeitaufwand bedeuten, wird die schlechtere Qualität dieser wenigen Elemente akzeptiert, solange die durchschnittliche Qualität entsprechend [5] ausreichend ist.

Elementanzahl	Orthogonalität	Seitenverhältnis
Einfach	0,2597	4,97
Doppelt (Gesamt)	0,2438	3,76
Doppelt (Solid) und vierfach (Fluid)	0,242	3,59
Vierfach (Gesamt)	0,235	3,03
Vierfach (Solid) und achtfach (Fluid)	0,2345	2,83
Achtfach(Gesamt)	0,233	2,58

Tabelle 4.5.: Gitterqualitätskriterien

Für das Kalorimeter wird die Gitterverfeinerung auf dieselbe Weise durchgeführt wie für die Halterung. Die Ergebnisse in Abbildung 4.5 und Tabelle 4.6 zeigen, dass sich ab einer Gitterelementanzahl, für das Solidgitter, von  $1,2 \cdot 10^7$  die Lösung nicht mehr ändert, sofern das Fluidgitter unverändert bleibt. Auch für das Kalorimeter gilt, dass innerhalb der Kühlkanäle eine gute Übereinstimmung zwischen den Simulationen mit verschiedenen stark verfeinerten Gittern vorliegt. Lediglich in der Mitte des Kalorimeters, wo die Kühlkanäle zusammentreffen und eine kleine Kavität bilden, sind die Ergebnisse noch vom Gitter abhängig.

Elementanzahl			Temperaturdifferenz Zu- und Ablauf [K]	Druckverlust [bar]
Gesamt	Solid	Fluid		
$3,8 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^6$	20,73	39,29
$1,7 \cdot 10^7$	$1,3 \cdot 10^7$	$4,2 \cdot 10^6$	20,95	40,29
$2,7 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^7$	$7,2 \cdot 10^6$	21,00	40,89
$2,0 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^7$	$7,5 \cdot 10^6$	20,98	40,84

Tabelle 4.6.: Vergleich des Druckverlusts und der Temperaturdifferenz des Wassers zwischen Zu- und Ablauf für die Gitterverfeinerung (Kalorimeter)

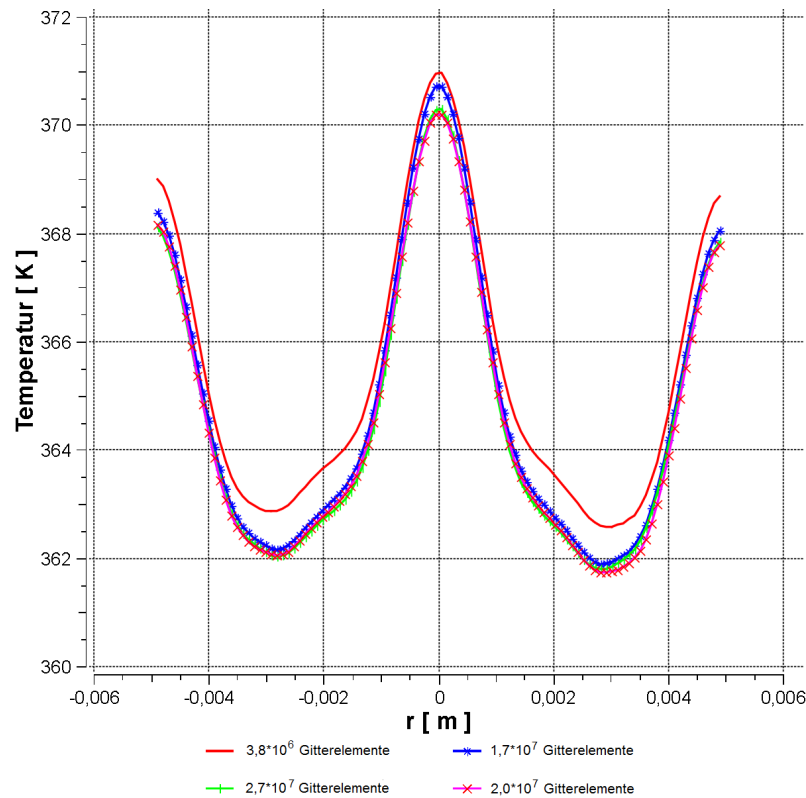


Abbildung 4.5.: Gitterverfeinerung des Solid und Fluid Gitters (Kalorimeter)

Einen weiteren Einfluss auf das Ergebnis hat die Prismenschicht. Wie bereits in Kapitel 2 erörtert, ist eine detaillierte Auflösung der Strömungs- und Temperaturgrenzschicht im wandnahen Bereich von außerordentlicher Wichtigkeit für die Berechnung. Daher muss vor allem die Zellhöhe der untersten Prismenschicht ausreichend klein eingestellt werden. Die Höhe der restlichen Schichten der Prismenschicht nimmt sukzessive zu. Da ein großes Expansionsverhältnis den Diskretisierungsfehler verschlechtert, wird der für Ansys vorgeschlagene Wert 1,2 für das Schichtwachstum verwendet [27].

Die Zellhöhe der untersten Prismenschicht ist von den Strömungsbedingungen abhängig und wird deshalb mit dem dimensionslosen Wandabstand  $y_+$  beschrieben. Um die Grenzschicht adäquat aufzulösen, muss für den dimensionslosen Wandabstand  $y_+ < 1$  gelten [18]. Die Realisierung dieser Vorgabe ist jedoch erschwert, da der dimensionslose Wandabstand von den lokalen Strömungsbedingungen abhängig ist und daher im gesamten Kühlsystem schwankt (vergleiche Abbildung 4.7). Zusätzlich dazu muss die Rauheit in den Kühlkanälen berücksichtigt werden. Die viskose Unterschicht ist aufgrund der Rauheit gestört. Mit zunehmender Rauheit verliert die viskose Unterschicht ihren Einfluss auf die Strömung. Daher kann für Strömungen in Rohren, die nicht hydraulisch glatt sind, ein größerer dimensionsloser Wandabstand ( $y_+ > 1$ ) gewählt werden. Da in der Literatur keine konkreten Werte für den dimensionslosen Wandabstand der untersten Prismenschicht für den Übergangsbereich zwischen hydraulisch glatten und hydraulisch rauen Rohren zu finden sind, ist der Einfluss auf das Ergebnis anhand des Kalorimetermodells überprüft

worden.

Die Ergebnisse in Abbildung 4.6 und Tabelle 4.7 zeigen, dass die Auflösung der Prismenschicht einen geringen Einfluss auf die Oberflächentemperatur hat. Der Druckverlust hingegen weicht für ein durchschnittliches  $y_+$  von 11,93 um 3 bar von den anderen Ergebnissen ab. Dies ist damit zu erklären, dass für ein durchschnittliches  $y_+ = 11,93$  die Zellhöhe der untersten Prismenschicht etwa das Doppelte der äquivalenten Sandrauheit beträgt. Die Auflösung des wandnahen Bereichs ist für die anderen beiden Simulationen, in denen ein dimensionsloser Wandabstand von durchschnittlich  $y_+ = 5,16$  beziehungsweise  $y_+ = 0,7212$  vorliegt, deutlich genauer ist. Daher wird die Dicke der untersten Prismenschicht in den folgenden Simulationen immer auf die Größe der äquivalenten Sandrauheit gesetzt.

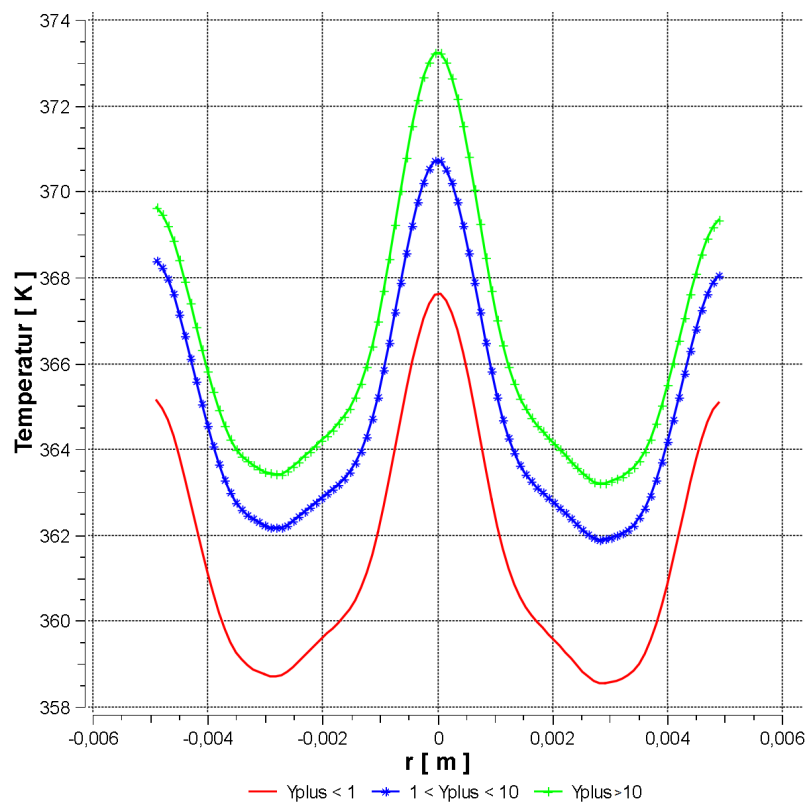


Abbildung 4.6.: Temperaturänderung aufgrund der Variierung des  $y_+$



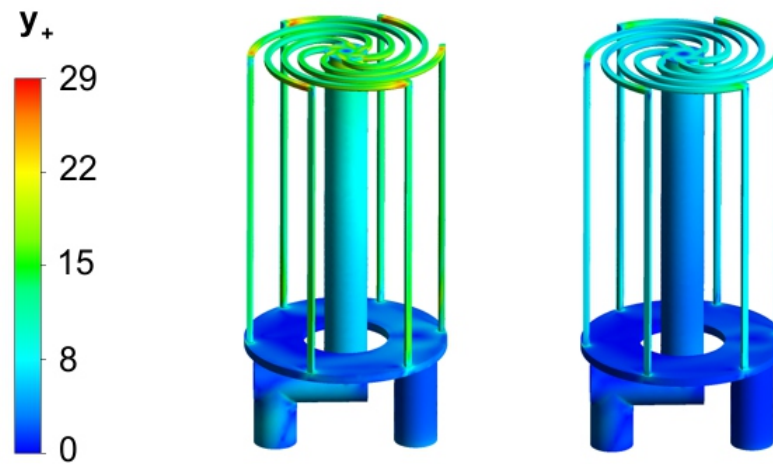


Abbildung 4.7.:  $y_+$ -Verteilung für das Kalorimetermodell

Dicke der Prismenschicht	Temperaturdifferenz Zu- und Ablauf [K]	Druckverlust [bar]
5,16	20,95	40,29
11,93	20,89	37,22
0,7212	20,91	40,16

Tabelle 4.7.: Vergleich des Druckverlusts und der Temperaturdifferenz des Wassers zwischen Zu- und Ablauf für die Variation der Zellhöhe der untersten Prismenschicht

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass das Gitter, die Wahl des Turbulenzmodells und die Zellhöhe der untersten Prismenschicht einen Einfluss auf das Ergebnis haben. Dieser wirkt sich bei der Halterung vor allem im Bereich der Innenkavität aus. Im Bereich der Kanalströmung hat das Gitter keinen Einfluss mehr auf das Ergebnis. Dasselbe gilt für das Kalorimeter. Die Zellhöhe der untersten Prismenschicht hat lediglich einen geringen Einfluss auf die Oberflächentemperatur. Sofern die Zellhöhe der untersten Prismenschicht nicht größer als die äquivalente Sandrauheit wird, ist auch der Einfluss auf den Druckverlust gering. Daher wird für das Kalorimeter und für die Halterung die Zellhöhe der untersten Prismenschicht auf den Wert der äquivalenten Sandrauheit gesetzt. Des Weiteren zeigt die Gitterstudie, dass das Turbulenzmodell den größten Einfluss auf die simulierten Ergebnisse hat. Dies ist nicht zu beeinflussen, da nicht vorhergesagt werden kann, welches Turbulenzmodell für die gegebene Problemstellung die besten Resultate liefert. Daher wird für die Analyse der Halterung eine Gitterelementanzahl zwischen  $10^7$  und  $1,5 \cdot 10^7$  verwendet, sofern das Modell aufgrund der Symmetrie geteilt werden kann. Für die Simulation des Gesamtsystems wird die Anzahl an Gitterelementen soweit erhöht, bis der benötigte Arbeitsspeicher den vorhandenen übersteigt.

## 5. Auslegung des kalorimetrischen Messsystems

Das folgende Kapitel behandelt die Auslegung des Kühlsystems. Angepasst an die diskutierten Gegebenheiten, werden im Verlauf der Arbeit verschiedene Varianten der Halterung simuliert. Dabei sind vor allem die für die Modellierung verwendeten Randbedingungen und Annahmen, sowie eine geeignete Einstellung des Gleichungslösers wichtig. Diese sind für alle Simulationen identisch.

### Randbedingungen und Annahmen:

- Vernachlässigung der Strahlung
- Adiabate Bedingungen:  $0 = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n}$  (Neumann-Randbedingung)
  - an der Rückseite der Halterung
  - an der Rückseite des Kalorimeters
  - an der Innenseite der Halterung (ausgenommen sind Simulationen des Gesamtsystems)
  - an der Seitenwand des Kalorimeters (ausgenommen sind Simulationen des Gesamtsystems)
  - an allen sich nicht berührenden Flächen im Gesamtsystem (ausgenommen sind die Frontflächen von Kalorimeter und Halterung und die Seitenwand der Halterung)
- Wärmestromdichte:  $16 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2} = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n}$  (Neumann-Randbedingung)
  - auf die Frontfläche und Radius der Halterung
  - auf die Frontfläche des Kalorimeters
  - auf die Seitenwand der Halterung ( $1,6 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2} = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n}$ )
- Vernachlässigung des Kontaktwärmeübergangs bei Festkörperkontakt
- Thermische Randbedingung für alle Kontaktstellen:  $T_{\text{Seite 1}} = T_{\text{Seite 2}}$  (Dirichlet-Randbedingung) und  $-\lambda \cdot \frac{\partial T_{\text{Seite 1}}}{\partial n} = -\lambda \cdot \frac{\partial T_{\text{Seite 2}}}{\partial n}$  (Neumann-Randbedingung)
- Thermische Randbedingung für alle Zuläufe:  $T_{\text{Wasser}} = 278,15 \text{ K}$  (Dirichlet-Randbedingung)
- Strömungsmechanische Randbedingung für alle Abläufe:  $p_{\text{Ablauf}} = 1 \text{ bar}$  (Dirichlet-

Randbedingung)

- Strömungsmechanische Randbedingung für den Zulauf der Halterung:  $p_{Zulauf} = 41 \text{ bar}$  (Dirichlet-Randbedingung)
- Strömungsmechanische Randbedingung für den Zulauf des Kalorimeters:  $\dot{m}_{Zulauf} = 15 \frac{\text{g}}{\text{s}}$  (Dirichlet-Randbedingung, da direkt in Geschwindigkeit umrechenbar)
- Strömungsmechanische Randbedingung für Kontaktflächen zwischen Festkörper und Fluid:  $0 = v$  (Dirichlet-Randbedingung)
- Turbulente Strömungen
- äquivalente Sandrauheit an der Rohrinneenseite:
  - Halterung:  $k = 10^{-5} \text{ m}$
  - Kalorimeter:  $k = 5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
- Stoffgrößen aller Festkörper: Konstant
- Stoffgrößen des Wassers: Für kleine Temperaturänderungen konstant, ansonsten Berechnung der Stoffdaten mit IAPWS Datentabelle

In den Simulationen der Halterung, des Strömungskalorimeters und des Gesamtsystems wird die Strahlung vernachlässigt. Aufgrund der geforderten niedrigen Oberflächentemperatur ist die durch Strahlung abgegebene Wärme verglichen mit der vom Wasser abgeführten Wärme sehr gering. Bei einer Oberflächentemperatur von 500 K würde ein schwarzer Strahler nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz  $3543 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$  abgeben. Bezogen auf die Fläche der Frontseite des Kalorimeters ergibt sich daraus ein Wärmestrom von 0,278 W. Der Strahlungswärmestrom ist daher um mehr als drei Größenordnungen kleiner, als der zu messende Wärmestrom.

Die Annahme der adiabaten Rückwand entspricht einer konservativen Auslegung für die Halterung, da der Verbindungszyylinder und das Schwert eine Wärmesenke darstellen. Folglich ist zu erwarten, dass sich die Probe in der Simulation stärker als in der Realität aufheizt. Für das Strömungskalorimeter ist diese Annahme ebenfalls gültig, da sich die Rückseite der Probe wegen der Wasserkühlung kaum erhitzt und zusätzlich vom PEEK-Adapter isoliert wird. Dies bestätigt sich in den entsprechenden Simulationen genauso wie die Annahme einer turbulenten Rohrströmung. Für die Simulation des Gesamtsystems wird zusätzlich der Kontaktwärmewiderstand zu null gesetzt, da dies ebenfalls eine konservative Auslegung des Messsystems bedeutet.

Der Spalt zwischen Halterung und Kalorimeter stellt einen für die Auslegung kritischen Bereich dar, weil der Einfluss des Spalts bisher wenig erforscht ist. Zwar wurden am DLR bereits Versuche zu diesem Thema gemacht, doch die Erkenntnisse von [12] können nicht auf die vorliegende Problemstellung übertragen werden. Deshalb wird der Spalt in den Simulationen zunächst als adiabat angenommen. In der Fehlerrechnung wird der Wärmeübergang des Spalts jedoch berücksichtigt, indem der auf die Frontfläche des Spalts

treffende Wärmestrom zu gleichen Teilen in die Halterung und in das Kalorimeter verteilt wird. Diese Abschätzung muss allerdings in der Realität überprüft werden, um den tatsächlichen Fehler besser eingrenzen zu können.

Die Wärmestromdichte an den Seitenflächen der Halterung wird mit 10% der auf die Frontfläche wirkenden Wärmestromdichte modelliert. Für diese Annahme lassen sich in der Literatur keine Bestätigungen auffinden. Experimentelle Erfahrung im Kanal zeigt jedoch, dass die Wärmebelastung an den Seiten sehr viel kleiner als an der Frontfläche sind. Deshalb entspricht auch diese Annahme einer konservativen Auslegung.

Die Rauheit der Halterung und des Kalorimeters wird nach Rücksprache mit der Werkstatt des DLR entsprechend dem Fertigungsverfahren und den in Kapitel 2 vorgestellten Umrechnungsfaktoren bestimmt. Um den Einfluss der Rauheit zu überprüfen wird diese im Kalorimetermodell variiert.

Die Materialdaten von Kupfer, PEEK und Aluminium zeigen gemäß den Herstellerangaben ein nahezu konstantes Verhalten innerhalb des vorliegenden Temperaturbereichs. Dasselbe gilt für das Kühlmedium Wasser, solange die Temperaturänderungen klein bleiben. Für große Temperaturdifferenzen ändern sich vor allem die Viskosität und die Wärmeleitfähigkeit. Da die Viskosität abnimmt und die Wärmeleitfähigkeit ansteigt, wird der Wärmeübergang durch die steigende Wassertemperatur begünstigt. In den ersten Simulationen werden konstante Stoffdaten auch für das Wasser genutzt, da dies die Rechenzeit verkürzt und die Eingabe der Randbedingungen erleichtert. Sollte die Temperatur in den Leitungen jedoch zu stark ansteigen, werden die Simulationen mit einer Stoffdatentabelle durchgeführt. Diese erzeugt Ansys nach den Entwürfen der International Association for the Properties of Water and Steam, kurz IAPWS. Die genutzten Gleichungen beruhen auf der Gleichung zur Berechnung der spezifischen gibbs'schen freien Energie [33].

Zusätzlich zu den physikalischen Randbedingungen des Systems sind auch die Einstellungen des Lösert für die Richtigkeit der Ergebnisse relevant, da diese einen großen Einfluss auf die Numerik haben. Neben einem unstrukturierten Gitter, das in wandnahen Fluidschichten mehrere Prismenschichten aufweist, sind folgende Einstellungen genutzt worden:

### Einstellungen des Lösert:

- Abbruchkriterium: Residuum von  $10^{-6}$
- High-Resolution Lösungsverfahren
- Stationäre Navier-Stokes-Gleichungen
- Stationäre Wärmeleitungsgleichung
- Turbulente Prandtl-Zahl: 0,9 (Schlichting)
- Turbulenzmodell: SST-Modell

Für die Berechnung von Konvektionsproblemstellungen ist ein kleineres Residuum notwendig, als für Rechnungen ohne Wärmeübergang. Daher ist zunächst als Abbruchkriterium ein Residuum von  $10^{-6}$  eingestellt worden. Entsprechend der Simulationen im Rahmen

der Validierung ist davon auszugehen, dass bereits der Unterschied zwischen einer Simulation mit einem Residuum von  $10^{-5}$  und einem Residuum von  $10^{-6}$  klein ist. Außerdem unterschreiten die Konvergenzverläufe einiger Simulationen das geforderte Residuum von  $10^{-6}$  nicht, sodass eine noch weitere Verkleinerung des Residuums keinen Vorteil mit sich bringen und die Rechenzeit unnötigerweise verlängern würde.

Das High-Resolution Rechenschema nutzt sowohl die numerische Stabilität eines Rechenschemas 1. Ordnung als auch die Genauigkeit eines Schemas 2. Ordnung. Dazu findet Ansys anhand der lokalen Strömungsbedingungen einen Kompromiss zwischen Stabilität und Genauigkeit und passt das Rechenschema dementsprechend an. Für das unstetige Verhalten in der Umgebung eines Verdichtungsstoßes wird beispielsweise ein Schema 1. Ordnung benötigt. In Regionen einer stetigen Strömung hingegen ist die Stabilität der Rechnung weniger kritisch als in unstetigen Strömungsabschnitten. Daher wird dort ein Schema 2. Ordnung genutzt, um die Genauigkeit der Rechnung zu erhöhen [4].

Die Strömungen innerhalb des Kühlsystems werden als turbulent angenommen und mit dem SST-Turbulenzmodell berechnet. Die Annahme einer turbulenten Strömung innerhalb des Kühlsystems lässt sich mithilfe der Reynolds-Zahlen belegen. Dafür muss lediglich der Wassermassenstrom aus einer Simulation entnommen werden. Mithilfe der Kontinuitätsgleichung lässt sich die Reynolds-Zahl in Abhängigkeit des Rohrdurchmessers und des Massenstroms angeben:

$$Re = \frac{v \cdot d}{\nu} = \frac{4 \cdot \dot{m}}{d \cdot \pi \cdot \nu \cdot \rho} \quad (5.1)$$

Dieses wird jeweils an geeigneten Stellen während der Auslegung des Kalorimeters und der Halterung durchgeführt.

Die Gleichungen zur Beschreibung der Wärmeleitung und die Strömung sind stationär, da für die Messungen mit dem Strömungskalorimeter ebenfalls ein stationärer Zustand benötigt wird. Die entsprechenden zeitabhängigen Terme werden daher zu null gesetzt. Dasselbe gilt für die Navier-Stokes-Gleichungen.

Die bereits beschriebenen Fertigungsmöglichkeiten für die Halterung und das Kalorimeter haben verschiedene Vor- und Nachteile für die Modellierung des Kühlsystems. Beispiele dafür sind die komplexeren Kühlgeometrien, die durch das selektive Lasersintern ermöglicht werden, und die im Vergleich zum Aluminium höhere Wärmeleitfähigkeit des Kupfers. Daher werden die Modelle für das jeweilige Fertigungsverfahren zunächst einzeln betrachtet. Nach der Auswahl der besten Kühlung für die Halterung werden die zusätzlichen Verbesserungen des Kalorimeters und die Simulation des Gesamtsystems behandelt.

### 5.1. Ergebnisse des Aluminiummodells

Wie die Ergebnisse der vorangegangenen Arbeit bereits gezeigt haben, sind feine Kühlkanäle für die Kühlung des Strömungskalorimeters besonders gut geeignet, wenn sie direkt unter der Oberfläche liegen und gleichmäßig verteilt sind. Dies ist unter anderem mit

Spiralgeometrien realisierbar. Ein Beispiel dafür ist die archimedische Spirale. Diese hat die Eigenschaft, dass ihre Windungen ab dem ersten Umlauf einen konstanten Abstand haben. Dadurch eignet sie sich sehr gut für eine gleichmäßige Verteilung der Kühlkanäle. Außerdem hat die archimedische Spirale die unkomplizierte mathematische Darstellung

$$r(\phi) = a \cdot \phi \quad (5.2)$$

in Polarkoordinaten [15]. Dabei ist  $r$  der Radius,  $\phi$  ist der Drehwinkel und  $a$  ist die Steigung der Spirale. Der Abstand zwischen den Windungen  $n$  und  $n + 1$  ist somit:

$$\Delta r = r(\phi_2) - r(\phi_1) = a \cdot (2 \cdot \pi \cdot (n + 1) - 2 \cdot \pi \cdot n) = 2 \cdot a \cdot \pi \quad (5.3)$$

Für die Halterung werden jedoch  $n$  Spiralen mit denselben Eigenschaften, die jeweils mittels Drehung um den Winkel  $\gamma$  verschoben sind, benötigt. Daher muss der Windungsabstand der Spiralen gleich der Summe der Spiraldurchmesser  $d$  und ihrem Abstand  $x$  zur benachbarten Spirale sein. Dadurch ergibt sich für die Steigung folgende Gleichung [15]:

$$a = (x + d) \cdot \frac{n}{2 \cdot \pi} \quad (5.4)$$

Wesentlich komplizierter als die Kühlung der ebenen Frontfläche ist die Kühlung an der Innenkante und dem Außenkantenradius. Die kritischen Bereiche der Halterung sind in Abbildung 5.1 dargestellt. Wegen der Nähe zum Kalorimeter muss die Innenseite ebenso effizient gekühlt werden wie das Kalorimeter, um einen möglichst kleinen Temperaturunterschied zwischen den beiden Bauteilen zu erhalten. Daher wird für diesen Bereich eine umlaufende Kavität vorgesehen, die den Massenstrom des Zulaufs an die Spiralen verteilt. Durch den rechteckigen Querschnitt ist die Kavität sehr gut an die Ecke zwischen Innenwand und Front angepasst. Dünne Wandstärken bewirken zusätzlich eine direkte Wärmeabfuhr. Dadurch ist eine sehr gute Kühlung des oberen Innenbereichs gewährleistet. Außerdem kann die Kavität sowohl gefräst als auch lasergesintert werden.

Eine ähnliche umlaufende Kavität kann auch im Schulterradius der Außenkante genutzt werden. Die Spiralen verlaufen parallel zur Oberfläche von der inneren Verteilerkavität zur äußeren Kavität im Radius, deren Querschnitt ein Viertelkreis ist. Der Radius des Viertelkreises ist um die Wandstärke kleiner als der Schulterradius, sodass die zweite Kavität optimal an die Außenkontur angepasst ist. Von dort aus kann der Ablauf konstruiert werden. Eine weitere Option ist, die Spiralen um den Radius herumzuleiten. Allerdings kann die Spirale nicht im gleichen Maße wie die Kavität an den Außenradius angepasst werden, weshalb schlechtere Ergebnisse in diesem Bereich zu erwarten sind.

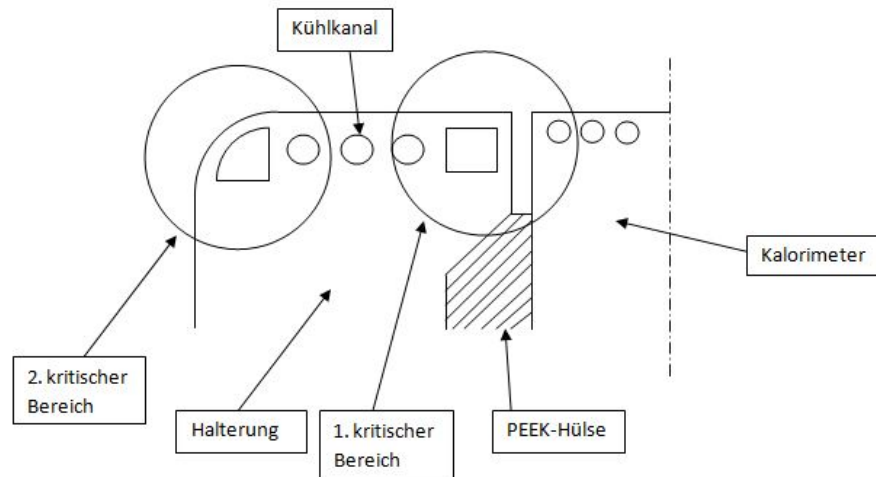


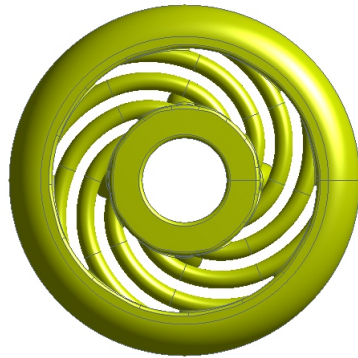
Abbildung 5.1.: Skizze der kritischen Bereiche des Kühlsystems

Für die Halterung existieren jeweils ein Zulauf und ein Ablauf. Dies reduziert die Anzahl der abzudichtenden Stellen am Übergang zwischen Halterung und Verbindungszyylinder und vereinfacht die Konstruktion des Verbindungszyinders. Der Zu- und der Ablauf können jedoch nicht bis zu den Spiralen und Kavitäten direkt unter der Oberfläche geführt werden, da dadurch die gleichmäßige Verteilung der Kühlkanäle gestört wird. Daher werden Übergangsleitungen benötigt, die das Wasser gleichmäßig zu der Innenkavität befördern. Für die Simulationen werden diese Übergangsleitungen zunächst als Zu- und Abläufe modelliert, um den Aufwand der Modellanpassung gering zu halten. Die Anpassung an die benötigten Bedingungen erfolgt anschließend nur für die endgültig ausgewählte Kühlgeometrie.

Für die ersten Simulationen werden die Übergangsleitungen als gerade und als spiralförmige Rohre modelliert. Weiterhin wird ein Modell ohne und zwei Modelle mit Außenkavität konstruiert. Die Rohrdurchmesser der Übergangsleitungen betragen  $d = 5 \text{ mm}$ . Die Spiralen haben jeweils den Durchmesser  $d = 2,5 \text{ mm}$ . Durch die größeren Übergangsleitungen ist sichergestellt, dass in den Spiralen ein ausreichender Massenstrom vorliegt. Da doppelt so viele Spiralen wie Übergangsleitungen vorliegen, muss der Querschnitt einer Übergangsleitung circa doppelt so groß wie der Querschnitt eines spiralförmigen Kühlkanals sein. Der Abstand zwischen den Spiralen wird für jeweils ein Modell mit und ohne Außenkavität anhand der fertigungstechnischen Vorgaben minimiert. Im dritten Modell ist der Abstand etwas größer, um den Einfluss auf das Ergebnis zu untersuchen.

Die drei verschiedenen Modelle der Kühlkanäle sind in den Abbildungen 5.2 jeweils einmal in der Draufsicht und in der Seitenansicht dargestellt. Die Ergebnisse der Simulationen werden unter anderem mithilfe der Frontflächentemperatur visualisiert. Dafür wird eine Diagonale direkt auf der Oberfläche konstruiert. Entlang dieser Linie können die Temperaturen ausgelesen und schließlich in einem Graphen dargestellt werden. Aufgrund der Symmetrie des Bauteils ist die Temperaturverteilung auf der Diagonalen repräsentativ für die gesamte Oberfläche. Lediglich im Bereich der Kavitäten gilt dies nicht, da mit der Diagonalen der Einfluss der Übergangsleitungen nicht erfasst werden kann. Daher werden für

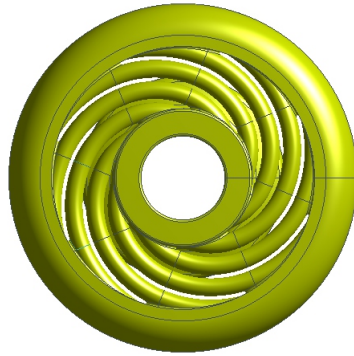
die Visualisierung der Temperaturverteilung oberhalb der Kavitäten Graphen verwendet, die die Temperaturverteilung auf der gesamten Oberfläche abbilden.



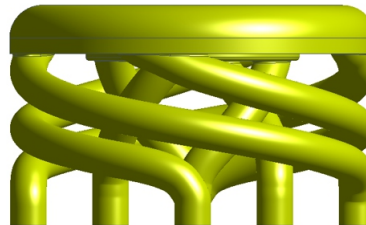
(a) Draufsicht Modell 1



(b) Seitenansicht Modell 1



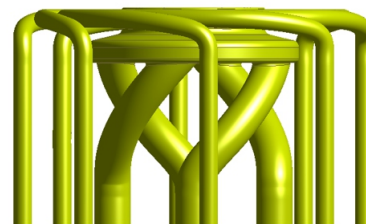
(c) Draufsicht Modell 2



(d) Seitenansicht Modell 2



(e) Draufsicht Modell 3



(f) Seitenansicht Modell 3

Abbildung 5.2.: Kühlsystem der Modelle 1 bis 3



Abbildung 5.3 zeigt, dass die niedrigsten Temperaturen für das Modell mit spiralförmigen Übergangsleitungen und einer Kavität im Radius der Außenkante (Modell 2) vorliegen. Dies ist vor allem mit den minimierten Abständen zwischen den Kühlkanälen zu erklären. Durch die enger beieinanderliegenden Kühlkanäle wird die Wärme gleichmäßiger abgeführt. Gleichzeitig werden die Kanäle länger und weisen deshalb eine größere Oberfläche auf, über die die Wärme vom Wasser aufgenommen werden kann. Die leichte Verbesserung der Oberflächentemperatur im Bereich der Innenkavität resultiert aus den verbesserten Strömungsbedingungen des 2. Modells. Durch die spiralförmigen Übergangsleitungen wird dem Wasser ein Drall aufgeprägt, der in der Kavität eine einheitliche Flussrichtung vorgibt. Für gerade Übergangsleitungen ist dies nicht der Fall. Dadurch entstehen Totwassergebiete und Bereiche, die weniger stark durchströmt werden. Diese Strömungsbedingungen führen zu einer inhomogeneren Temperaturverteilung und einem stellenweise reduzierten Wärmeübergangskoeffizienten, wodurch sich die Gleichgewichtstemperatur zu höheren Temperaturen verschiebt.

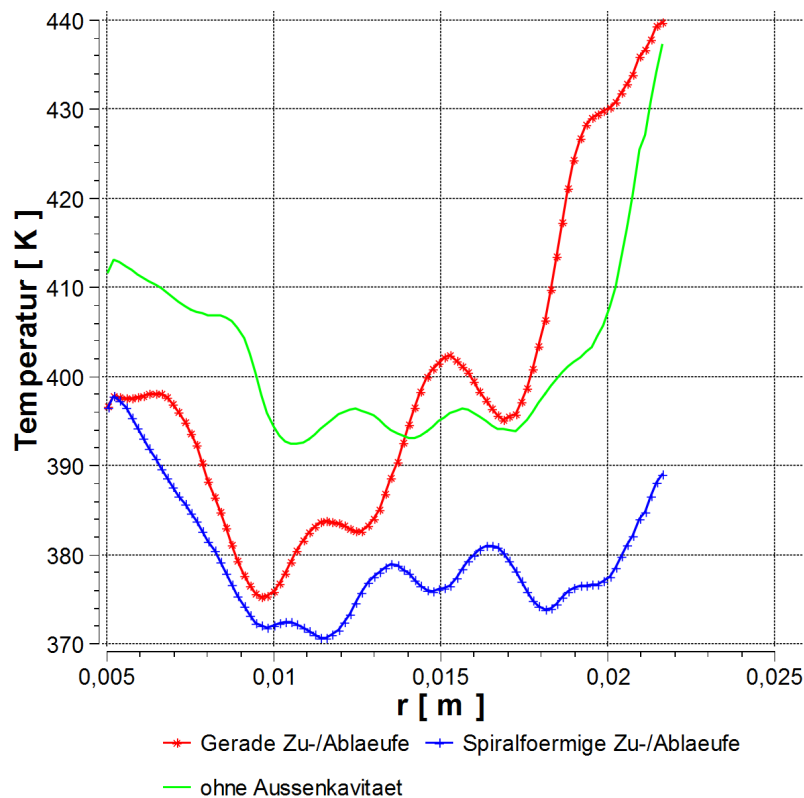


Abbildung 5.3.: Frontflächentemperaturverlauf der Modelle 1, 2 und 3

Der Vergleich der Frontflächentemperaturen der Modelle mit und ohne Außenkavität in Abbildung 5.3 zeigt, dass die Außenkavität den Schullerradius sehr viel besser kühlt als die Rohrleitungen. Dies ist in dem besser an die Außenkontur angepassten Querschnitt begründet. Die Rohrleitungen hingegen können nicht den gesamten Radius ausfüllen. Deshalb treten lokale Überhitzungen auf. Außerdem ist der durch Reibung hervorgerufene Druckverlust, der einen Großteil des gesamten Druckverlusts ausmacht, proportional zur Länge

$L$  der Kühlkanäle.

$$\Delta p_{\text{Reib, Verlust}} = \frac{L}{d} \cdot \lambda_R \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2 \quad (5.5)$$

Da der Rohrdurchmesser  $d$  und der Reibungsbeiwert  $\lambda_R$  für beide Modelle gleich groß sind, bewirken die deutlich kürzeren Kühlkanäle in den Varianten mit zwei Kavitäten einen kleineren Druckverlust infolge von Reibung als die durchgehenden Kühlkanäle. Dies bedeutet, dass der Massenstrom in Modell 3 um circa 10% geringer ist als für die beiden anderen Varianten. Aus dem kleineren Massenstrom resultiert eine stärkere Erwärmung des Wassers, weshalb sich auch die Wandtemperatur erhöhen muss, um einen für den Wärmeübergang ausreichend hohen Temperaturgradienten zu erzeugen.

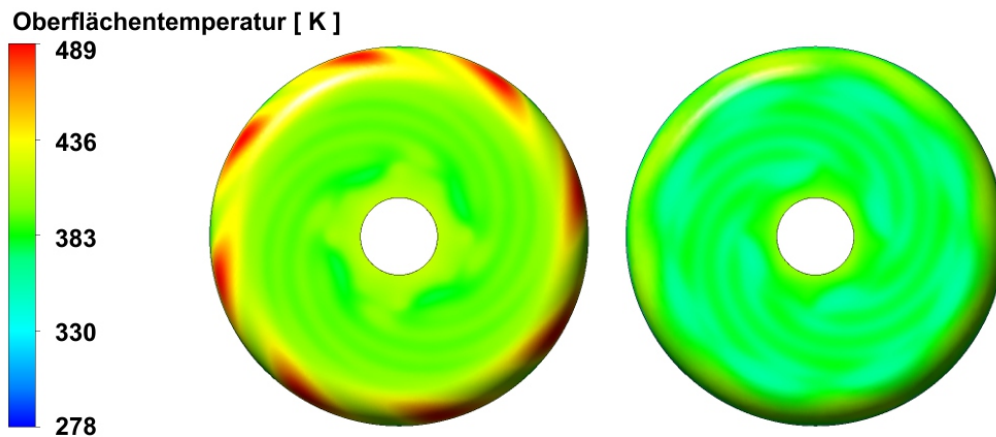


Abbildung 5.4.: Frontflächentemperaturverteilung von Modell 3 (links) und Modell 2 (rechts)

Mit knapp unter 400 K liegt die Oberflächentemperatur mehr als 100 K unterhalb der Frontflächentemperatur des bisherigen Kalorimeters. Damit sind die thermischen Anforderungen an das Modell erfüllt. Für die Simulation der mechanischen Lasten wird ein Innendruck von 40 bar in sämtlichen Kühlkanälen angenommen. Dies entspricht dem maximal auf das Kalorimeter einwirkenden Druck, der bei einer Verstopfung des Ablaufs entsteht.

Die Ergebnisse in Abbildung 5.5 zeigen, dass die Spannungen aufgrund des Innendrucks für das Material kritisch sind. Die Verformung des Bauteils ist dabei von Ansys übertrieben dargestellt. Die Verformungen liegen in der Größenordnung unterhalb eines Mikrometers und haben keine Auswirkungen auf das Design. Allerdings heben sie die kritischen Bereiche deutlich hervor, da die Stellen mit großer Verformung hohe Spannungen aufweisen. Aus diesem Grund wird die übertriebene Darstellung der Verformung in dieser und den kommenden Darstellungen der mechanischen Spannungen beibehalten.

Die mechanischen Eigenschaften der genutzten Aluminiumlegierung sind mit einer Streckgrenze von circa  $R_{p0,2} = 80 \text{ MPa}$  bereits bei Raumtemperatur im Vergleich zu anderen Metallen gering. Durch die Aufheizung der Halterung sinken die Werte jedoch weiter, so dass lokales Fließen des Werkstoffes nicht ausgeschlossen werden kann. Daher wird die Konstruktion an die mechanische Belastung angepasst, bevor weitere thermische Analysen durchgeführt werden.

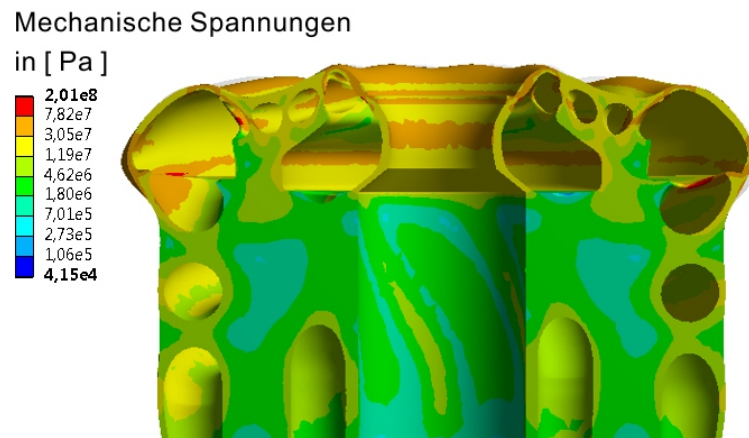


Abbildung 5.5.: Spannungen und Verformungen aufgrund des Innendrucks von 40 bar

Wie bereits in Kapitel 3 erläutert, führt eine Verkleinerung der Kühlkanäle und Kavitäten beziehungsweise eine Vergrößerung der Wanddicke zu kleineren mechanischen Belastungen. Die Vergrößerung der Wanddicke führt allerdings auch zu einer Vergrößerung der Frontflächentemperatur, da durch den größeren Abstand ein größerer Wärmewiderstand zwischen Oberfläche und Kühlkanal besteht. Der Massenstrom und damit die Querschnittsflächen der Rohre und Kavitäten können hingegen problemlos gesenkt werden, da die Differenz der Wassertemperatur zwischen ein- und austretendem Wasser in den bisherigen Simulationen weniger als 5 K beträgt und eine stärkere Erwärmung des Wassers lediglich eine leichte Verschlechterung der Wandtemperatur bewirkt. Außerdem werden die Spiralen in einem rechten Winkel aus der Innenkavität geführt. Dadurch können die Spannungsspitzen, die bisher im Übergang zwischen Kavität und Kühlkanal vorliegen, stark reduziert werden. Problematisch ist eine Verkleinerung aller Kanäle jedoch für die Außenkavität, da diese an die äußere Kontur angepasst ist. Durch eine Verkleinerung des Querschnitts würde der ursprünglich angedachte Nutzen dieser Kavität entfallen. Aus diesem Grund wird im Weiteren auf eine Außenkavität im Schulterradius verzichtet. Anstelle der Außenkavität werden die Spiralen um den Radius herum und an der Seitenwand entlang geführt und in der in Abbildung 5.6 dargestellten Weise in einer Sammelkavität zusammengeführt. Dies hat den Vorteil, dass auch die Seitenwände effizient vor einer Überhitzung geschützt werden.

Um die Innenkavität zu verkleinern, müssen die Übergangsleitungen soweit innen wie möglich angebracht werden. Wegen des Vorsprungs der Halterung, über den die PEEK-Hülse an das Kalorimeter gepresst wird, verlaufen die Übergangsleitungen in diesem Modell zur Hälfte innerhalb der inneren Aussparung der Halterung (vergleiche Abbildung 5.7). Um die PEEK-Hülse mit dem Strömungskalorimeter trotz des verkleinerten Innenraums in der Halterung zu platzieren müssen die Hülse und das Kalorimeter mit entsprechenden Aussparungen an das neue Design angepasst werden. Dadurch sind jedoch keine spiralförmigen Übergangsleitungen mehr möglich. Lediglich mit einer kleinen Krümmung der Leitungen direkt unter der Innenkavität kann eine Strömungsrichtung innerhalb der Kavität vorge-

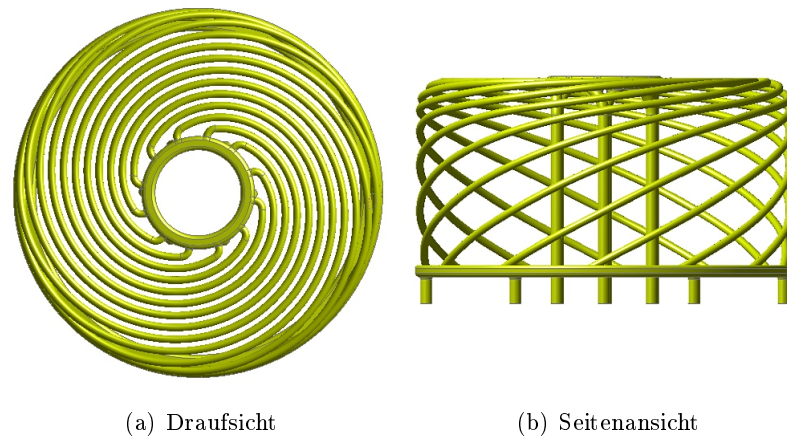


Abbildung 5.6.: Khlssystem von Modell 4, mit 12 Spiralen

geben werden.

Die Innenkavität wird während der mechanischen Auslegung sukzessive verkleinert. Da der Durchmesser der Zuläufe maximal dieselbe Groe wie die Breite der Innenkavität haben sollte, werden die Übergangsleitungen in gleichem Maße angepasst. Die Kühlkanäle sind wiederum von der Groe der Übergangsleitungen abhängig. Da gewährleistet sein muss, dass die Kühlkanäle mit genugend Wasser durchströmt werden, muss die Querschnittsfläche einer Übergangsleitung mindestens der Querschnittsfläche zweier Kühlkanäle entsprechen. Die Ergebnisse der Simulation der mechanischen Belastung zeigen, dass ab einem maximalen Durchmesser der Übergangsleitungen von 1,5 mm und einem Abstand zwischen Oberfläche und Khlkanalmitte von 1,25 mm die Spannungen unter die geforderten 40 MPa sinken. Lediglich in den Übergängen der Kühlkanäle in die Sammelkavität am unteren Ende der Halterung existieren Spannungsspitzen. Diese kritischen Stellen existieren in der Realität jedoch nicht, da der Laser derart spitze Geometrien nicht fertigen kann und deshalb automatisch abgerundete Kanten entstehen. Die Ergebnisse der Simulation der mechanischen Belastung zeigt die Abbildung 5.7.

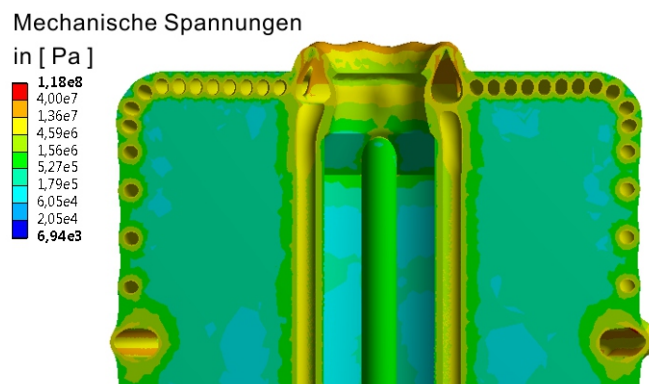


Abbildung 5.7.: Spannungen und Verformungen von Modell 4 aufgrund des Innendrucks von 40 bar

Um den Massenstrom nicht zu stark zu senken sind die folgenden Simulationen mit den maximal zulässigen Durchmessern für Übergangsleitung, Kavität und Kühlkanal durchgeführt worden. Die Ergebnisse zeigen, dass sich der Massenstrom aufgrund der sehr viel längeren und dünneren Kühlkanäle stark reduziert. In den ersten Simulationen beträgt der Massenstrom über  $2 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ . Verglichen damit hat sich der Wasserdurchsatz für das auf die mechanische Belastung angepasste Modell um den Faktor 15 auf  $0,138 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  verkleinert. Daher ist die Temperaturdifferenz zwischen ein- und austretendem Wasser ebenfalls um den Faktor 15 auf 63 K gestiegen. Aufgrund der höheren Wassertemperatur ist die Gleichgewichtstemperatur der Wand ebenfalls angestiegen.

Auch wenn für diese Simulation die Annahme der konstanten Stoffdaten für Wasser keine Gültigkeit mehr besitzt, so kann trotzdem der Schluss gezogen werden, dass der Massenstrom erhöht werden muss. Daher wird für die nächste Simulation die Anzahl der Übergangsleitungen auf sechs und die Anzahl der Kühlkanäle auf zwölf vergrößert (Modell 5). Dies erhöht die durchströmte Fläche und vermindert zusätzlich den Druckverlust, weil die Länge der Kühlkanäle wegen der größeren Steigung der Spiralen gesenkt wird. Dadurch wird der Massenstrom um 75 % erhöht und der Anstieg der Wassertemperatur um denselben Faktor gesenkt. Die Ergebnisse dazu sind in den Abbildung 5.9 und 5.8 dargestellt. Ein Vergleich zwischen den Graphen aus den Abbildungen 5.3 und 5.8 zeigt, dass die feineren Röhrchen für eine homogenere Frontflächentemperaturverteilung sorgen. Der Temperaturverlauf steigt mit zunehmendem Abstand zum Mittelpunkt stetig an, ohne dabei Schwankungen aufzuweisen. Für das Modell mit acht Kühlkanälen und vier Zuläufen liegt eine Temperaturspitze bei  $r = 7\text{mm}$  vor. Dies liegt zum einen an den veränderten Positionen der Übergangsleitungen und zum anderen an dem kleineren Massenstrom innerhalb der Kavität. Aufgrund der unterschiedlichen Verteilung der Übergangsleitungen liegt die Diagonale zur Temperatúrauslesung von Modell 4 im Strömungsgebiet unmittelbar vor dem Übergang einer Übergangsleitung in die Innenkavität. Wegen der leichten Krümmung der Übergangsleitung wird der austretende Wasserstrahl in die von der Krümmung vorgegebene Richtung gelenkt. Der Bereich in der entgegengesetzten Richtung wird daher weniger von Wasser durchströmt und weist daher höhere Temperaturen auf. Dies zeigt auch die Oberflächentemperatur von Modell 4 in Abbildung 5.9. Zusätzlich wird die Innenkavität von Modell 5 von einem größeren Massenstrom durchströmt. Dementsprechend ist die Frontfläche im Bereich der Innenkavität von Modell 5 kühler und die Temperaturspitzen im Bereich direkt vor dem Übergang einer Übergangsleitung in die Innenkavität werden abgeschwächt. Dies zeigt die Abbildung 5.9. Der innere Bereich von Modell 4 weist eine deutliche Temperaturüberhöhung auf während im selben Bereich in Modell 5 nur sehr kleine Temperaturspitzen zu erkennen sind.

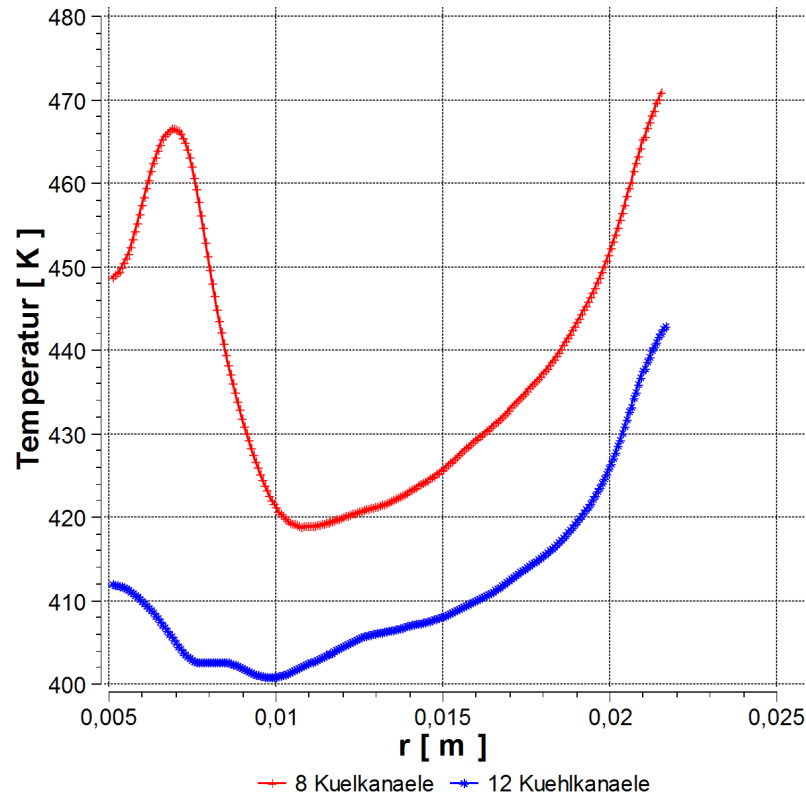


Abbildung 5.8.: Frontflächentemperaturverlauf Modell 4 und Modell 5

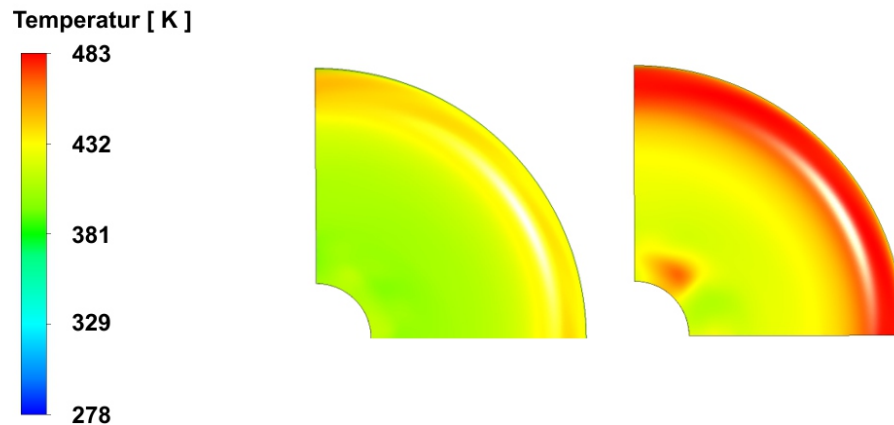


Abbildung 5.9.: Oberflächentemperatur von Modell 5 (links) und Modell 4 (rechts)

Die bisherigen Simulationen haben gezeigt, dass für die Kühlung der Halterung dünne, spiralförmige Kanäle sowohl thermisch als auch mechanisch am besten geeignet sind. Durch die eng beieinanderliegenden feinen Kühlkanäle wird eine sehr homogene Oberflächentemperaturverteilung erreicht. Allerdings sinkt der Massenstrom durch die feinen Kanäle, da der Druckverlust mit abnehmendem Durchmesser ansteigt. Daraus resultiert eine höhere Wassertemperatur. Um diese zu senken und den Wärmeübergang ins Wasser zu verbessern wird die Anzahl der Kühlkanäle und Übergangsleitungen vergrößert. Da hierfür ein

begrenzter Platz zur Verfügung steht und die Kühlkanäle ausreichend mit Wasser durchströmt werden müssen, wird die Anzahl zunächst auf sechs Übergangsleitungen und zwölf Spiralen festgelegt. Sollte die Wasserversorgung der Halterung für diese Konfiguration problemlos möglich sein, kann die Anzahl der Kühlkanäle nachträglich erhöht werden.

Eine weitere Möglichkeit, die Oberflächentemperatur zu senken, ist die Verbesserung der Wärmeleitung. Zur Veranschaulichung des Einflusses der Wärmeleitung wird die Temperaturverteilung im Querschnitt von Modell 5 jeweils für die Aluminiumlegierung AlSi12Mg und das elektrolytische Kupfer in Abbildung 5.10 wiedergegeben. Entsprechend der Grundgleichung der Wärmeleitung wird bei höheren Wärmeleitfähigkeiten ein geringerer Temperaturgradient benötigt, um denselben Wärmestrom ins Körperinnere zu leiten. Deshalb sinkt die Frontflächentemperatur ab, während die Temperatur im inneren des Körpers nahezu konstant bleibt. Die Verwendung von Kupfer ist daher für das Strömungskalorimeter und die Halterung von großem Vorteil, da die Frontflächentemperaturen gesenkt und gleichzeitig die Bedingungen im Körperinneren konstant gehalten werden können.

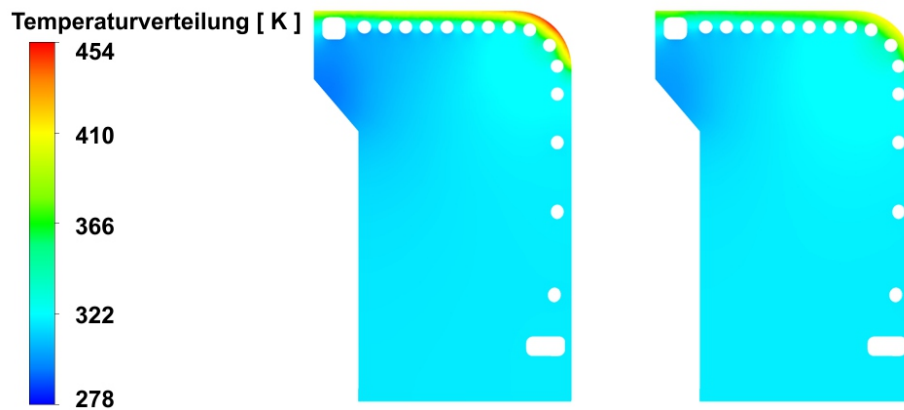


Abbildung 5.10.: Temperaturverteilung vom Aluminiummodell (links) und Kupfermodell (rechts)

Die kühlere Oberfläche ist auch in Abbildung 5.11 visualisiert. Zusätzlich sind die Ergebnisse der jeweiligen Simulationen mit und ohne konstante Wasserdaten dargestellt. Der Graph in Abbildung 5.11 zeigt, dass sich der Wärmeübergang in Bereichen mit einer Wassertemperatur, die kleiner als die Referenztemperatur von  $20^{\circ}\text{C}$  ist, aufgrund der temperaturabhängigen Stoffdaten verschlechtert. Dieses Verhalten liegt im Bereich von 5 mm bis circa 16 mm vor. Sobald die Wassertemperatur über  $20^{\circ}\text{C}$  steigt, verbessert sich der Wärmeübergang im Vergleich zu der Simulation mit konstanten Stoffdaten. Dies ist damit zu begründen, dass die Wärmeleitfähigkeit von Wasser mit der Temperatur ansteigt. Außerdem sinkt die Viskosität für steigende Temperaturen stark ab, wodurch sich die Reynolds-Zahl erhöht. Beides bewirkt einen verbesserten Wärmeübergang und somit ein thermisches Gleichgewicht für niedrigere Oberflächentemperaturen. Für Temperaturen unterhalb der genutzten Referenztemperatur gilt das Gegenteil. Dort ist die Wärmeleitung geringer und die Viskosität höher als in der Simulation mit konstanten Wasserdaten (vgl. Tabelle 5.1).

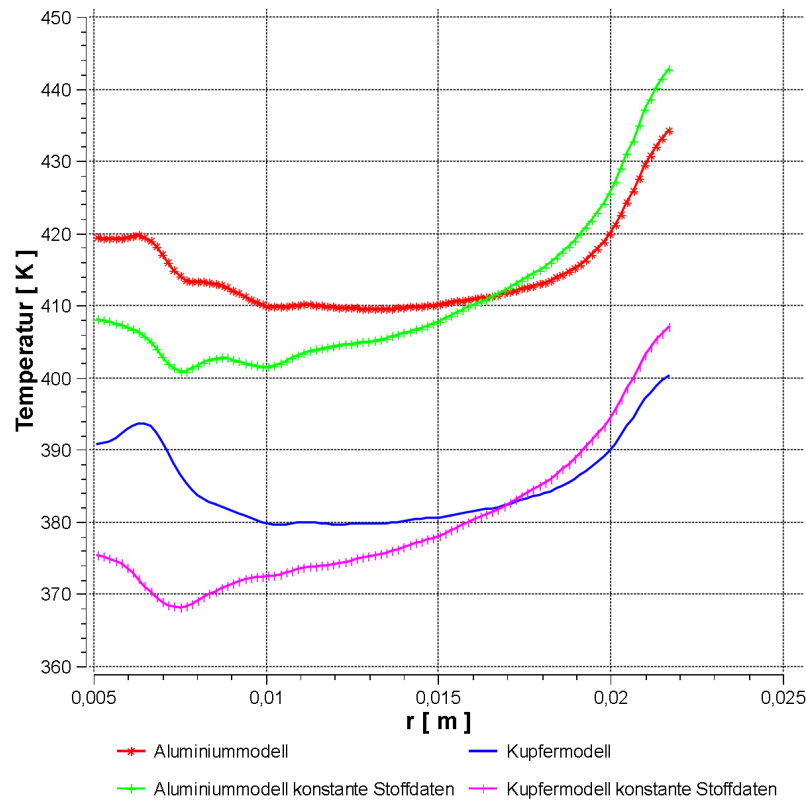


Abbildung 5.11.: Frontflächentemperaturverlauf vom Aluminium- und Kupfermodell

Stoffeigenschaft	0°C	25°C	50°C	75°C
Dichte $\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$	999,84	997,05	988,05	974,86
Wärmeleitfähigkeit $\left[\frac{\text{W}}{\text{m K}}\right]$	562	607,5	640,5	663,5
Kinematische Viskosität $10^{-6} \left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}}\right]$	1,792	0,8927	0,5535	0,3875
Spezifische isobare Wärmekapazität $\left[\frac{\text{J}}{\text{kg K}}\right]$	4219	4182	4180	4,192

Tabelle 5.1.: Temperaturabhängigkeit der Stoffeigenschaften bei 1 bar [16]

## 5.2. Ergebnisse des Kupfermodells

Die Ergebnisse des zuletzt diskutierten Modells haben sowohl thermisch als auch mechanisch den Anforderungen entsprochen. Durch die Verwendung von Kupfer konnte die Oberflächentemperatur weiter gesenkt werden. Da die spiralförmigen Kühlkanäle sowohl laser- gesintert als auch gefräst werden können, ist der Vorteil der Aluminiumlegierung, dass aufgrund des Lasersinterns komplexere Kühlgeometrien realisierbar sind, hinfällig. Daher wird das Bauteil wegen der höheren Wärmeleitfähigkeit des Kupfers gefräst. Um das bisherige Modell an das Fertigungsverfahren anzupassen, müssen lediglich kleine Veränderungen vorgenommen werden. Dazu gehört unter anderem ein angepasster Kühlkanalquerschnitt. Dieser kann aufgrund der Fertigung mittels Fräser und anschließender Galvanisierung nicht mehr kreisförmig sein. Um Hinterschnitte zu vermeiden eignet sich am besten ein Kugel-



fräser. Durch diesen ergibt sich ein D-förmiges Profil. Dies ist für den Wärmeübergang von Vorteil, da der Umfang eines Kreises bei gleichbleibendem Querschnitt kleiner ist als für jede andere Form. Daher steigt die für den Wärmeübergang zur Verfügung stehende Fläche durch die Querschnittsänderung an.

Die Übergangsleitungen müssen ebenfalls angepasst werden. Da der Innenraum der Halterung nur gebohrt und nicht gefräst werden kann, müssen die Übergangsleitungen komplett innerhalb der Halterung verlaufen. Außerdem dürfen sie keine Krümmung aufweisen, damit auch sie gebohrt werden können. Deshalb muss die Innenkavität verbreitert werden. Da die Innenkavität für die mechanische Auslegung einen kritischen Bereich darstellt, wird die abgeänderte Variante erneut simuliert. Dabei wird die Wandstärke oberhalb der Innenkavität und der Kühlkanäle zwischen 0,5 mm und 1 mm variiert. Die Ergebnisse des Modells mit einer Wandstärke von 1 mm sind in der Abbildung 5.12 dargestellt. Die Graphen der beiden anderen Modelle sind im Anhang angegeben.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Spannungen für eine 0,5 mm dicke Wandstärke mit  $64,5 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$  zu hoch sind. Die Spannungen des Modells mit 1 mm Wandstärke entsprechen mit einer maximalen Spannung von  $38,3 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$  den Anforderungen. Die Spannungen für eine Wandstärke von 0,75 mm überschreiten die festgelegte Grenze von 40 MPa nur knapp ( $47,1 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$ ).

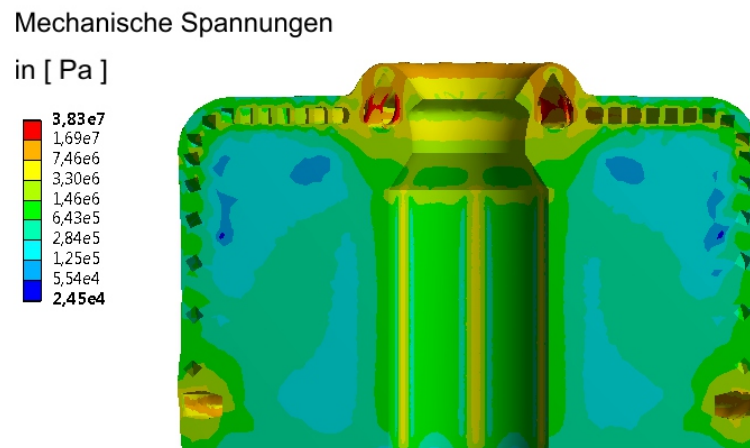


Abbildung 5.12.: Spannungen und Verformungen des Kupfermodells mit der Wandstärke 1 mm

Ein Vergleich der Frontflächentemperaturen, die in den Abbildungen 5.13 und 5.14 dargestellt sind, zeigt, dass zwischen den drei Wandstärken jeweils eine Temperaturdifferenz von unter 10 K vorliegt. Daher bietet eine Wandstärke von 1 mm eine ausreichend kühle Oberfläche und gleichzeitig eine ausreichend hohe Festigkeit.

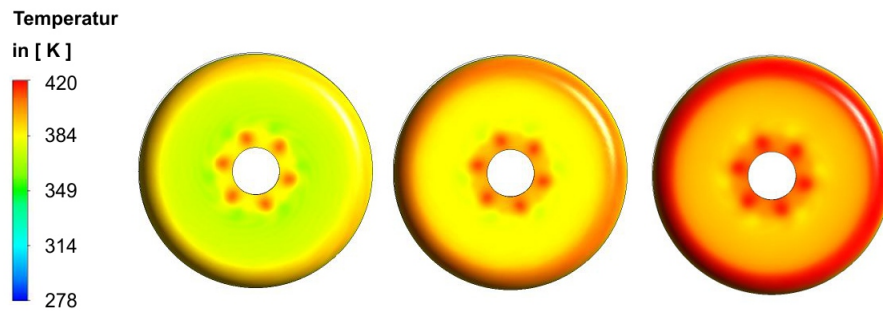


Abbildung 5.13.: Frontflächentemperaturverteilung der Modelle mit einer Wandstärke von 0,5 mm (links), 0,75 mm (mittig) und 1,0 mm (rechts)

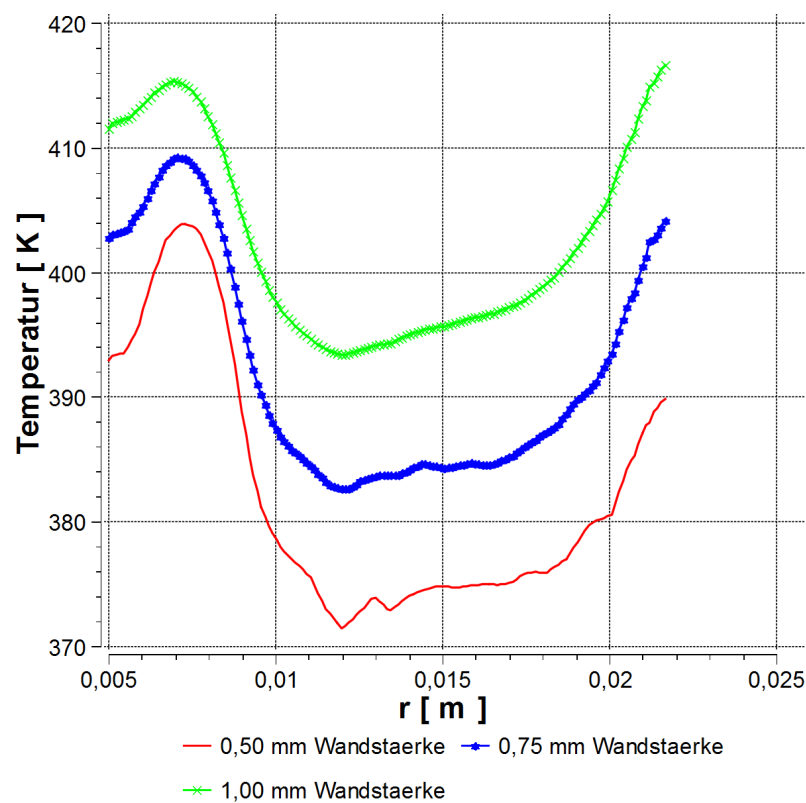


Abbildung 5.14.: Frontflächentemperaturverlauf des Kupfermodells mit variiertem Wandstärke

Als letztes müssen der Zu- und der Ablauf konstruiert werden. Um genügend Wasser zur Verfügung stellen zu können und den Druckverlust dabei gering zu halten, ist der Durchmesser dieser Leitungen sehr viel größer als die Übergangsleitungen und Kühlkanäle. Ausgehend vom Zulauf wird das Wasser mithilfe einer ringförmigen Kavität an alle Übergangsleitungen verteilt. Nach dem Durchlauf durch die Kühlkanäle wird das Wasser in einer weiteren Kavität gesammelt und zum Ablauf geführt. Die Fertigung dieser beiden Kavitäten wird äquivalent zu der Fertigung der Kühlkanäle durchgeführt. Die Sammelkavität wird von außen und die Verteilerkavität von unten in die Halterung gefräst. Das

endgültige Modell ist in Abbildung 5.15 dargestellt.

Die Konstruktion des Zu- und des Ablaufs hat nur einen geringen Einfluss auf die Temperaturverteilung auf der Frontfläche, da durch ihren großen Querschnitt eine ausreichende Wasserversorgung der Kühlkanäle sichergestellt ist. Allerdings ändert sich durch das neue Design die Spannungsverteilung innerhalb der Halterung. Daher wird die mechanische Beanspruchung des endgültigen Modells sowohl mit einer maximalen Belastung von 40 bar innerhalb des gesamten Kühlsystems als auch mit der realen Druckbelastung simuliert. Die Ergebnisse sind im Anhang abgebildet. Für beide Simulationen ergeben sich Spannungen, die unter der festgelegten Grenze von 40 MPa liegen. Daher muss das Modell in Abbildung 5.15 nicht weiter abgeändert werden und kann für die Simulation des Gesamtsystems übernommen werden.

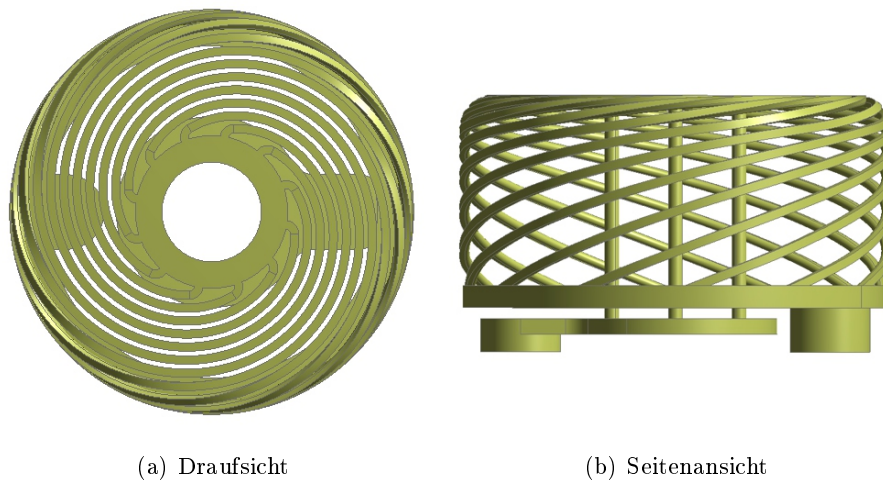


Abbildung 5.15.: Kühlsystem der endgültigen Halterung

Zur Bestätigung der Annahme einer turbulenten Rohrströmung wird an dieser Stelle die Reynolds-Zahl innerhalb der Halterung abgeschätzt. Der Kanaldurchmesser des endgültigen Modells beträgt  $d = 1\text{ mm}$ . Der Massenstrom innerhalb eines Kühlkanals ergibt sich aus dem Gesamtmassenstrom von  $\dot{m} = 0,28 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$  zu  $\dot{m}_{\text{Kanal}} = \frac{\dot{m}_{\text{ges}}}{12} = 0,023 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ . Für die Dichte und die kinematische Viskosität werden die Werte bei einer mittleren Temperatur von ungefähr  $25^\circ\text{C}$  der Tabelle 5.1 entnommen. Entsprechend Gleichung (5.1) ergibt dies eine Reynolds-Zahl von  $Re = 32903$ . Damit ist die Strömung eindeutig turbulent.

Abschließend ist festzuhalten, dass die Optimierung des Kühlsystems der Halterung ein sehr vielschichtiges Problem ist. Zum einen existiert eine Vielzahl an Anforderungen an das System, die teilweise im Widerspruch zueinander stehen. Zum anderen stehen verschiedene Parameter zur Verfügung, die das Endergebnis auf unterschiedlichste Weise beeinflussen. Die bestmögliche Lösung zu finden ist somit extrem zeitaufwendig. Für die vorgegebene Aufgabenstellung stellt das bisher entwickelte Modell eine sehr gute Lösung dar. Die mechanischen Lasten können von dem Modell ertragen werden, der benötigte Wassermassenstrom kann mithilfe der überdimensionierten Zu- und Abläufe ohne einen großen Druckverlust

bereitgestellt werden und auch die thermische Auslegung entspricht den Anforderungen.

### 5.3. Ergebnisse des Kalorimeters

Wie bereits in Kapitel 3 diskutiert besteht das Kalorimeter aus einem zentralen Zulauf, von dem aus die Kühlkanäle spiralförmig nach außen führen. Am Ende der Spiralen verlaufen die Kühlkanäle senkrecht an der Außenwand entlang und werden in einer Kavität gesammelt. Dieses Prinzip wird in dieser Arbeit beibehalten. Das bisherige Kalorimeter sollte aus einer Aluminiumlegierung lasergesintert werden. Daher war der minimale Durchmesser der Kühlkanäle aufgrund des Fertigungsprozesses vorgegeben. Da sich jedoch gezeigt hat, dass der Wärmestau an der Oberfläche durch die Nutzung von Kupfer gesenkt werden kann, wird nun auch das Kalorimeter aus Kupfer gefräst. Deshalb können die Kühlkanaldurchmesser weiter verkleinert werden, um den zur Verfügung stehenden Druck effizienter ausnutzen zu können. Außerdem muss der Querschnitt angepasst werden. Wie schon bei der Halterung, wird auch für das Kalorimeter ein D-förmiges Profil verwendet. Die Anpassung des Durchmessers der Kühlkanäle erfolgt anhand des verfügbaren Drucks. Da der Massenstrom für das Kalorimeter vorgegeben ist, ist der Druckverlust vom Druckverlustbeiwert  $\zeta$ , dem Durchmesser  $d$ , der Länge der Kanäle  $L$  und der Rauheit abhängig.

$$\Delta p = \zeta \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot v^2 = \zeta \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \left( \frac{\dot{m}}{\frac{d^2}{4} \cdot \pi \cdot \rho} \right)^2 \quad (5.6)$$

Für eine ähnliche Geometrie mit ähnlichen Druckverlustbeiwerten  $\zeta$  und unterschiedlichen Kanaldurchmessern kürzen sich alle Variablen abgesehen vom Durchmesser heraus. Daraus resultiert:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left( \frac{d_2^2}{d_1^2} \right)^2 \quad (5.7)$$

Daher vergrößert sich der Druckverlust für eine Halbierung des Rohrdurchmessers um den Faktor 16. Da der Druckverlust des bisherigen Kalorimetermodells 1,7 bar beträgt, ergibt eine Halbierung des Durchmessers einen Druckverlust von 27,2 bar. Durch die Verkleinerung des Kanaldurchmessers steigt jedoch das Verhältnis von Rauheit zu Durchmesser und damit der Reibungsbeiwert  $\lambda_R$  an. Zusätzlich verlängert sich die Spirale. Daher ist mit einem größeren Druckverlust als den abgeschätzten 27,2 bar zu rechnen. Dies wird mithilfe einer Simulation der feineren Kühlkanäle überprüft.

Die Simulation des Kalorimeters mit Kühlkanälen, deren Durchmesser 0,3 mm beträgt, ergibt einen Druckverlust von 40,4 bar. Deshalb stellt ein Kanaldurchmesser von 0,3 mm eine untere Grenze für die Durchmesser der Kühlkanäle dar. Dies kann zwar mit der Erhöhung der Kühlkanalanzahl umgangen werden, da sich dadurch die Länge der Kanäle verkürzt. Allerdings steigt der Fertigungsaufwand mit der Verkleinerung des Kühlkanaldurchmessers aufgrund der benötigten Werkzeuge und der sehr dünnen galvanisierten Außenwände. Daher wird die Geometrie des Modells an dieser Stelle nicht weiter modifiziert.

Einen weiteren Einfluss auf das Endergebnis hat die Durchströmungsrichtung. In den bisherigen Simulationen wird das Wasser von innen nach außen geleitet. Deshalb ist die Wassertemperatur des Kalorimeters außen höher als innen. Für die Halterung gilt dasselbe. Daher liegen die warmen Kühlleitungen des Kalorimeters und die kalten Kühlleitungen der Halterung nah beieinander. Die kalten Wasserleitungen in der Halterung ziehen die Wärme aus den warmen Wasserleitungen im Kalorimeter, wodurch der Querwärmestrom vergrößert wird und die Messergebnisse verfälscht werden. Daher ist eine umgekehrte Flussrichtung in einer der beiden Komponenten vorteilhaft. Die bisherige Flussrichtung innerhalb der Halterung ist sinnvoll, da auf diese Weise das kalte Wasser direkt am Kalorimeter entlang strömt und dieses von den höheren Temperaturen innerhalb der Halterung abschirmt. Deshalb wird das Kalorimeter für eine Wasserflussrichtung von innen nach außen und von außen nach innen simuliert.

Die Ergebnisse in Abbildung 5.16 zeigen, dass für einen Durchmesser von 0,3 mm die Oberflächentemperatur um bis zu 90 K niedriger ist als in der vorangegangenen Arbeit. Dies ist mit den veränderten Strömungsbedingungen innerhalb der Kühlkanäle zu erklären. Aufgrund des gleichbleibenden Massenstroms steigt die Strömungsgeschwindigkeit entsprechend der Kontinuitätsgleichung für kleinere Rohrdurchmesser an. Die höhere Geschwindigkeit führt zu einer verbesserten Wärmeaufnahme des Wassers und damit zu einer geringeren Gleichgewichtstemperatur der Kalorimeterwand. Des Weiteren zeigen die Ergebnisse, dass sich durch die Nutzung der Flussrichtung von außen nach innen (Graph 2) die Frontflächentemperatur um durchschnittlich 10 K abkühlt. Die feinen Kühlkanäle, die dicht unter der Oberfläche der Seitenwand liegen, haben für den Kupferkörper eine bessere Kühlwirkung als die größere mittige Rohrleitung. Daher wird der Körper effizienter gekühlt, wenn das kalte Wasser zuerst durch die feinen Kanäle fließt. Für das Gesamtsystem hat eine Flussrichtung von außen nach innen folglich zwei Vorteile.

Der Druckverlust für die simulierte Konfiguration liegt bei 40,4 bar und ist damit etwas zu groß. Dabei muss jedoch berücksichtigt werden, dass die genaue Rauheit und der Umrechnungsfaktor in die äquivalente Sandrauheit nicht bekannt sind. In Abbildung 5.17 ist die Oberflächentemperatur der Front für äquivalente Sandrauheiten von  $1\text{ }\mu\text{m}$  und  $10\text{ }\mu\text{m}$  abgebildet. Die Temperaturdifferenz zwischen den beiden Graphen ist gering. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die Veränderung des Wärmeübergangs aufgrund einer veränderten Rauheit einen vernachlässigbaren Einfluss hat.

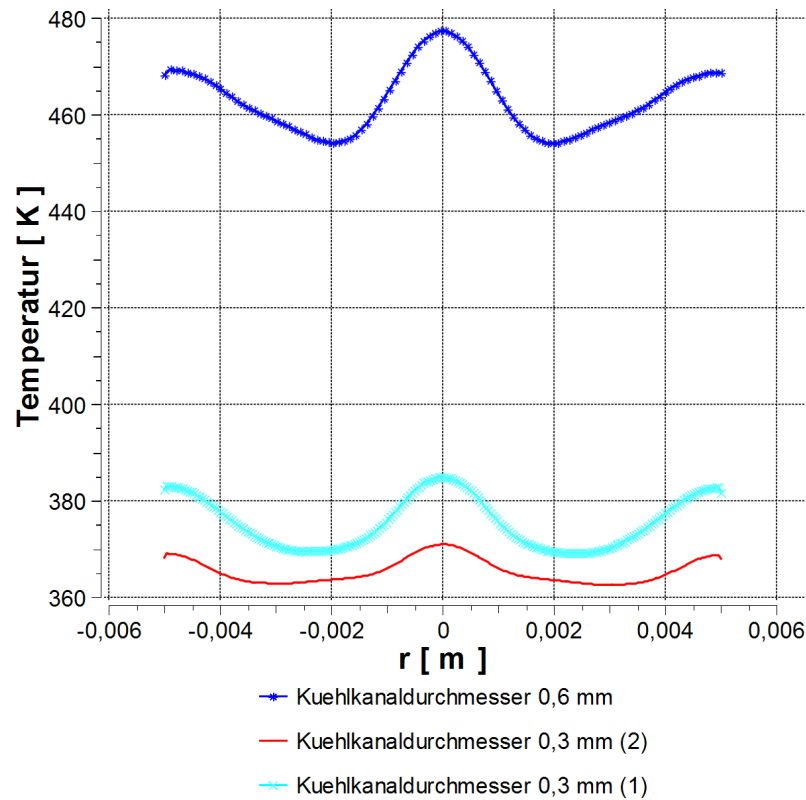


Abbildung 5.16.: Frontflächentemperaturverlauf für verschiedene Kanaldurchmesser

Für den Druckverlust gilt dies jedoch nicht. Für die äquivalenten Sandrauheiten  $10\,\mu\text{m}$  und  $1\,\mu\text{m}$  ergeben sich im Colebrook-Diagramm für einen Rohrdurchmesser von  $0,3\,\text{mm}$  und Reynolds-Zahlen der Größenordnung  $10^4$  Rauheitsbeiwerte von  $0,01$  und  $0,1$ . Der Druckverlust infolge von Reibung ändert sich daher um den Faktor  $10$ . Dies bestätigen die Ergebnisse der Simulation. Die entsprechenden Druckverteilungen für das Kalorimetermodell sind im Anhang dargestellt. Für die Auslegung des Kalorimeters bedeutet dies eine große Ungenauigkeit für die Nutzung des Eingangsdrucks. Entweder muss der Durchmesser der Kühlkanäle größer gewählt werden, um sicher zu stellen, dass für die reale Rauheit der Druckverlust nicht überschritten wird, oder der geforderte Massenstrom kann möglicherweise nicht eingehalten werden. Um dies zu umgehen, wird der maximal mögliche Massenstrom vor der ersten Messung bestimmt. Stellt sich ein Massenstrom, der größer als  $15\,\frac{\text{g}}{\text{s}}$  ist, ein, können die Messungen wie geplant durchgeführt werden. Sollte der Massenstrom jedoch kleiner sein, wird die zu messende Temperaturdifferenz entsprechend höher sein. Dies ist für die Messungen nicht von Nachteil, da eine größere Temperaturdifferenz den relativen Messfehler verringert.

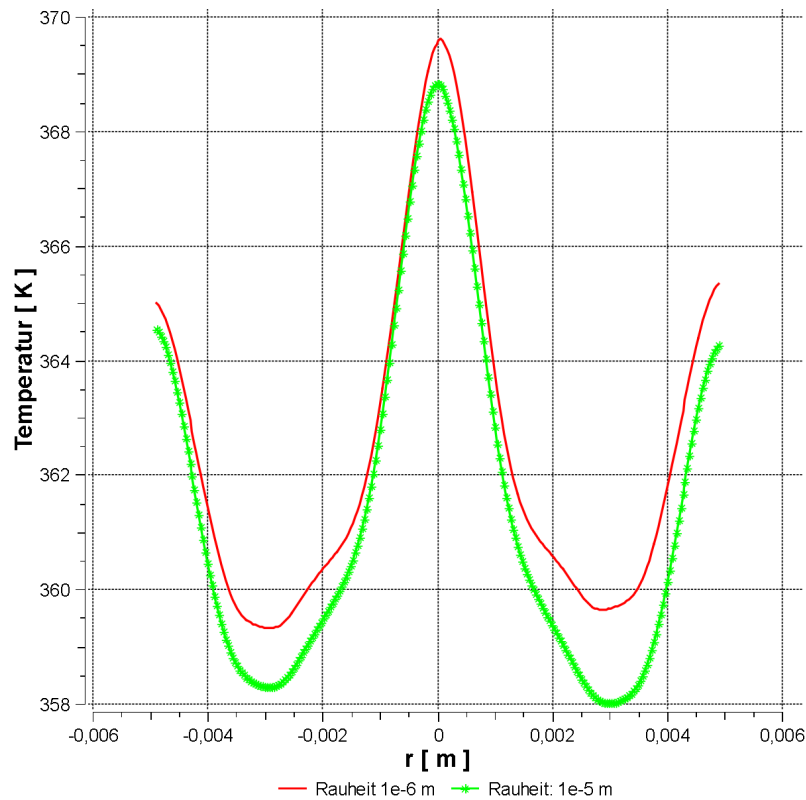


Abbildung 5.17.: Frontflächentemperaturverlauf für verschiedene Rauheiten

Wie bereits für die Halterung wird auch für das Kalorimeter an dieser Stelle die Reynolds-Zahl abgeschätzt, um Informationen über die Art der Strömung zu erhalten. Für den engsten Querschnitt in einer der sechs Spiralen, für eine mittlere Dichte von  $\rho = 998,5 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  und für eine mittlere kinematische Viskosität von  $1,34 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}^2}{\text{s}}$  errechnet sich die Reynolds-Zahl mit Gleichung (5.1) zu  $Re = 7930$ . Diese Reynolds-Zahl liegt im Übergangsbereich. Allerdings kann von einer turbulenten Strömung ausgegangen werden, da die Strömung aufgrund der Ecken und Kanten der Geometrie stark gestört wird. Somit ist die getätigte Annahme einer turbulenten Strömung zulässig.

## 5.4. Ergebnisse des Gesamtsystems

Für die Simulation des Gesamtsystems wird das Modell des Strömungskalorimeter mit einem Kühlkanaldurchmessern von 0,3 mm und der Strömungsrichtung von außen nach innen sowie das Kupfermodell der Halterung mit 12 Kühlkanälen verwendet. Die Isolationshülse zwischen den beiden Komponenten besteht aus PEEK und sitzt wie in der Skizze in Abbildung 3.6 gezeigt zwischen Halterung und Kalorimeter. Die Temperaturverteilung im Querschnitt des Gesamtsystems zeigt keine signifikanten Änderungen im Vergleich zur einzeln simulierten Halterung. Dies ist in Abbildung 5.18 dargestellt. Die Temperaturdifferenz zwischen Kalorimeter und Halterung beträgt circa 20 K. Mit der Wärmeleitungsgleichung

für einen mehrschichtigen Zylinder kann der Querwärmestrom abgeschätzt werden [19]:

$$\dot{Q} = \frac{2 \cdot \pi \cdot L}{\frac{1}{\alpha_A \cdot r_A} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \cdot \frac{r_{i+1}}{r_i} + \frac{1}{\alpha_B \cdot r_{n+1}}} \cdot (T_A - T_B) \quad (5.8)$$

Zur Vereinfachung werden die Vorsprünge der Halterung und des Kalorimeters vernachlässigt und die Geometrie als einfacher Zylinder mit der Länge  $L = 20 \text{ mm}$  modelliert. Dadurch ergibt sich für eine Temperaturdifferenz von  $\Delta T = 20 \text{ K}$  und einer Wärmeleitfähigkeit der PEEK-Hülse von  $\lambda = 0,25 \frac{\text{W}}{\text{mK}}$  ein Querwärmestrom von der Halterung ins Kalorimeter von  $\dot{Q} = 1,87 \text{ W}$ . Dies bestätigen auch die Ergebnisse der Simulation.

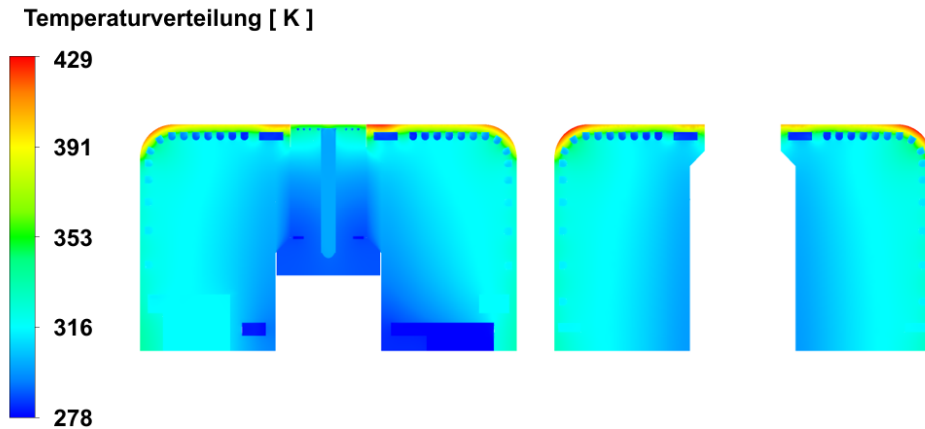


Abbildung 5.18.: Temperaturverteilung des Gesamtmodells (links) und der Halterung (rechts)

In Abbildung 5.19 ist der Wärmestrom zwischen Halterung und Hülse beziehungsweise zwischen Kalorimeter und Hülse dargestellt. Im Mittel ergibt sich eine Wärmestromdichte von  $1 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$ . Lediglich an den oberen und unteren Rändern weichen die Werte ab. Dies liegt an numerischen Ungenauigkeiten aufgrund der sehr dünnen PEEK-Hülse an den Rändern. Das Rechengitter ist an diesen Stellen zu grob um die dünne PEEK-Schicht adäquat auflösen zu können. Dadurch entstehen Fehler in der Berechnung des Wärmeübergangs, die zu einer Abweichung der Ergebnisse in der Nähe des oberen und unteren Randes führen. Für den Großteil der Hülse stimmen die simulierten Ergebnisse jedoch sehr gut mit der Abschätzung des Querwärmestroms überein. Wird der simulierte Wärmestrom zwischen Halterung und Kalorimeter auf die Kontaktfläche zwischen Kalorimeter und Hülse bezogen, ergibt sich damit ein Querwärmestrom von  $\dot{Q} = 1 \text{ W}$ .

Der simulierte Querwärmestrom ist im Vergleich zur eingehenden Wärme klein. Der von der Frontfläche aufgenommene Wärmestrom beträgt:

$$\dot{Q} = \int_A \dot{q} dA = \dot{q} \cdot r^2 \cdot \pi = 1257 \text{ W} \quad (5.9)$$

Der relative Fehler aufgrund des Querwärmestroms ist somit kleiner als ein Promille. Selbst



für kleinere eingehende Wärmestromdichten von  $\dot{q} = 1 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$  bleibt der Fehler klein, wenn ein Querwärmestrom derselben Größenordnung angenommen wird.

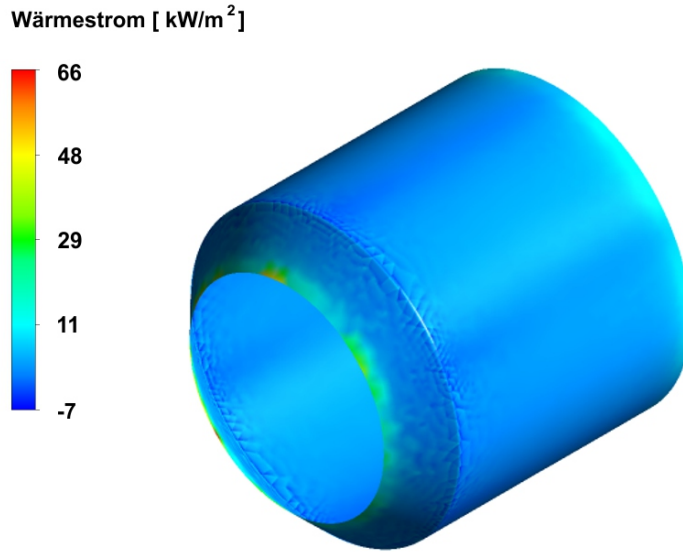


Abbildung 5.19.: Wärmestromdichte auf der Hülsoberfläche

Da der aus dem Querwärmestrom resultierende Fehler extrem gering ist, ist zu erwarten, dass die Temperaturdifferenz zwischen ein- und ausströmendem Wasser entsprechend der Energiebilanz, mit der der Massenstrom berechnet worden ist, 20 K beträgt.

$$\dot{Q} = 1257 \text{ W} = \dot{m} \cdot \bar{c}_p \cdot \Delta T = 15 \frac{\text{g}}{\text{s}} \cdot 4,199 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}} \cdot \Delta T \quad (5.10)$$

$$\Leftrightarrow \Delta T = 19,96 \text{ K}$$

In den Simulationen zeigt sich jedoch, dass die Temperaturdifferenz 20,93 K beträgt. Die Ursache dafür ist die wirkende Druckdifferenz von 40 bar. Die daraus resultierende hydraulische Leistung erwärmt den Massenstrom und muss daher in der Energiebilanz berücksichtigt werden. Die hydraulische Leistung wird aufgrund einer Druckdifferenz innerhalb einer Strömung in ein System eingebracht. Sie lässt für eine konstante mittlere Dichte von  $\rho = 998,65 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$  mit der Gleichung

$$P_{\text{Hydraulisch}} = \frac{\dot{m}}{\rho} \cdot \Delta p = 60,1 \text{ W} \quad (5.11)$$

berechnen. Werden die zusätzlichen 60,1 W in Gleichung (5.4) berücksichtigt, ergibt sich eine Temperaturdifferenz im Wasser von  $\Delta T = 20,91 \text{ K}$ .

Da der genaue Druckverlust aufgrund der unbekannten Rohrrauheit nicht bekannt ist, muss das Kalorimeter vor dem ersten Gebrauch kalibriert werden. Dafür wird das Kalorimeter

bei Raumtemperatur solange mit einem konstanten Wassermassenstrom durchströmen, bis sich eine gleichbleibende Temperaturdifferenz zwischen Zu- und Ablauf einstellt. Die gemessenen Temperaturdifferenz wird von der hydraulischen Leistung hervorgerufen und muss von der im Rahmen eines Versuchs gemessenen Temperaturdifferenz abgezogen werden, um den Kaltwandwärmestrom der Konfiguration zu messen.

Zusammenfassend gilt für den zu erwartenden Messfehler, dass dieser vom Querswärmestrom, dem Wärmestrom aufgrund von Strahlung, dem Wärmeübergang innerhalb des Spalts, dem Temperaturmessfehler und dem Messfehler bei der Messung des Massenstroms abhängt. Die Fehlerquellen sind in Abbildung 5.20 skizziert. Wie bereits gezeigt, ist der Querswärmestrom sehr klein. Die PEEK-Hülse und der PEEK-Adapter isolieren das Kalorimeter sehr gut von dem Einfluss der Halterung und dem Verbindungszyylinder. Daher ist auch der Einfluss des seitlichen Wärmestroms, für den bisher keine konkreten Werte existieren, auf den Messfehler vernachlässigbar.

Der Wärmestrom aufgrund von Wärmestrahlung ist wegen der kleinen strahlenden Frontfläche und ihrer niedrigen Temperatur ebenfalls sehr gering. Für eine Oberflächentemperatur von 400 K und eine strahlende Frontfläche von  $A = 78,54 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$  ergibt sich dem dem Stefan-Boltzmann-Gesetz entsprechend ein Wärmestrom von 0,1 W.

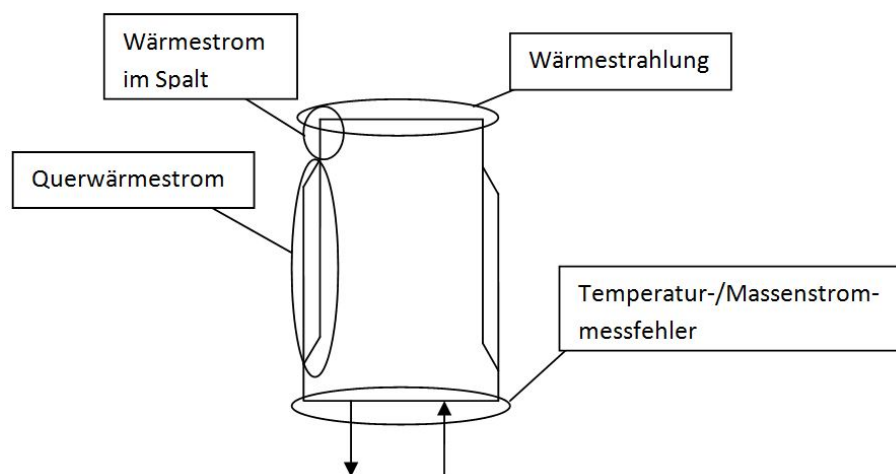


Abbildung 5.20.: Fehlerquellen des Kalorimeters

Der Fehler aufgrund der Spaltströmung ist unbekannt. Zu erwarten ist zwar, dass auch dieser Fehler gering bleibt, da die Frontfläche des ringförmigen Spalts ebenso wie der frei liegende Teil der Zylindermantelfläche klein ist, doch Gewissheit kann nur mittels realer Messungen erlangt werden. Der Messfehler aufgrund von Messungenauigkeit bei der Temperatur- und Massenstrombestimmung wird von den Herstellern der Messgeräte mit  $0,15^\circ\text{C} + 0,002 \cdot T$  und  $\pm 0,02 \frac{\text{g}}{\text{s}}$  angegeben. Abschließend ist zu berücksichtigen, dass die Größe der Frontfläche wegen der fertigungsbedingten Ungenauigkeit variiert. Eine Vergrößerung beziehungsweise Verkleinerung des Durchmessers um  $9 \mu\text{m}$  bewirkt eine Flächen Zu- beziehungsweise Abnahme von  $\frac{5,0045^2 - 5^2}{5^2} = 0,0018 = 0,18\%$ . Diese Abweichung geht linear in den Messfehler ein, sofern nicht die exakte Frontfläche bekannt ist. Deshalb wird

für den Außendurchmesser des Strömungskalorimeters die Toleranzklasse *h6* gewählt. Die zu erwartenden Messfehler sind in Tabelle 5.2 einzeln zusammengefasst.

Fehlerquelle	Abweichungen vom eigentlichen Wert	resultierender relativer Fehler
Durchmesser der Frontfläche	$< 9 \mu\text{m}$	$< 0,18 \%$
Temperatur	$0,15^\circ\text{C} + 0,002 \cdot T$	$< 1 \%$ für Temperaturen bis $T_{aus} = 25^\circ\text{C}$
Massenstrom	$0,02 \frac{\text{g}}{\text{s}}$	$< 0,13 \%$
Querwärmestrom + Strahlung	$1,1 \text{ W}$	$< 0,1 \%$
Wärmestrom im Spalt	$< 25 \text{ W}$	$< 2 \%$

Tabelle 5.2.: Fehlerquellen des Kalorimeters

Mithilfe der Gausschen Fehlerfortpflanzung kann ihr gemeinsamer Einfluss auf das Ergebnis bestimmt werden. Dazu muss zunächst eine Gleichung zur Beschreibung der Messgröße aufgestellt werden [14]. Diese lautet:

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}_{Quer} + \dot{Q}_{Spalt} + \dot{m} \cdot \bar{c}_p \cdot (T_{Dif} - T_{Kali})}{A_{Front}} \quad (5.12)$$

Dabei wird die Erwärmung des Wassers aufgrund der hydraulischen Leistung durch die bei der Kalibrierung gemessenen Temperaturdifferenz  $T_{Kali}$  berücksichtigt. Für den idealen Fall gilt für die Wärmeströme im Spalt und zwischen Halterung und Kalorimeter  $\dot{Q}_{Quer} = 0$  und  $\dot{Q}_{Spalt} = 0$ . Für die Temperaturdifferenz zwischen Zu- und Ablauf  $T_{Dif}$  muss der doppelte Fehler berücksichtigt werden, da der Fehler sowohl im Zulauf als auch im Ablauf auftritt. Dasselbe gilt für den Temperaturmessfehler, der während der Kalibrierung auftritt. Die mittlere spezifische Wärmekapazität wird in der Fehlerrechnung nicht berücksichtigt, da diese für kleine Temperaturmessfehler nahezu konstant bleibt. Außerdem wird der Messfehler des Massenstroms, der während der Kalibrierung auftritt ebenfalls vernachlässigt, da der Fehler der Massenstrombestimmung einer der kleinste Fehler ist und die Berücksichtigung des Massenstrommessfehlers während der Kalibrierung die Fehleranalyse unverhältnismäßig erschweren würde. Die Gleichung zur Berechnung der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung ist [14]:

$$\Delta y = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left( \frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 \cdot \Delta x_i^2} \quad (5.13)$$

Für die gegebene Gleichung (5.12) folgt daher:

$$\begin{aligned} \Delta \dot{q} = & \sqrt{\left( -\frac{\dot{Q}_{Quer} + \dot{Q}_{Spalt} + \dot{m} \cdot \bar{c}_p \cdot (T_{Dif} - T_{Kali})}{A_{Front}^2} \right)^2 \cdot \Delta A_{Front}^2} \\ & + 2 \cdot \left( \frac{\bar{c}_p \cdot \dot{m}}{A_{Front}} \right)^2 \cdot \Delta T_{Dif}^2 + 2 \cdot \left( -\frac{\bar{c}_p \cdot \dot{m}}{A_{Front}} \right)^2 \cdot \Delta T_{Kali}^2 \\ & + \left( \frac{1}{A_{Front}} \right)^2 \cdot \Delta \dot{Q}_{Quer}^2 + \left( \frac{1}{A_{Front}} \right)^2 \cdot \Delta \dot{Q}_{Spalt}^2 \\ & + \left( \frac{\bar{c}_p \cdot (T_{Dif} - T_{Kali})}{A_{Front}} \right)^2 \cdot \Delta \dot{m}^2 \end{aligned} \quad (5.14)$$

Die Delta-Terme sind in dieser Gleichung die absoluten Fehlergrenzen der einzelnen Größen. Die Deltas der Wärmeströme sind daher die maximal zu erwartenden Wärmeströme. Für die restlichen Größen werden die zu erwartenden Werte eingesetzt. Für den absoluten Temperaturmessfehler wird dabei die größte im Kalorimeter auftretende Temperatur von  $T = 25^\circ\text{C}$  verwendet. Dadurch ergibt sich folgender Fehler:

$$\begin{aligned} \Delta \dot{q} = & \sqrt{\left( -\frac{15 \frac{\text{g}}{\text{s}} \cdot 4,199 \frac{\text{J}}{\text{gK}} \cdot (21 \text{ K} - 1 \text{ K})}{78,54^2 \cdot 10^{-12} \text{ m}^4} \right)^2 \cdot 0,1414^2 \cdot 10^{-12} \text{ m}^4} \\ & + 2 \cdot \left( \frac{4,199 \frac{\text{J}}{\text{gK}} \cdot 15 \frac{\text{g}}{\text{s}}}{78,54 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2} \right)^2 \cdot (0,2^2 \text{ K}^2 + 0,2^2 \text{ K}^2) \\ & + \left( \frac{1}{78,54 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2} \right)^2 \cdot 1,1^2 \text{ W}^2 + \left( \frac{1}{78,54 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2} \right)^2 \cdot 25^2 \text{ W}^2 \\ & + \left( \frac{4,199 \frac{\text{J}}{\text{gK}} \cdot (21 \text{ K} - 1 \text{ K})}{78,54 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2} \right)^2 \cdot 0,02^2 \frac{\text{g}^2}{\text{s}^2} \end{aligned} \quad (5.15)$$

$$\Leftrightarrow \Delta \dot{q} = \sqrt{8,34 \cdot 10^8 + 1,03 \cdot 10^{11} + 1,96 \cdot 10^8 + 1,05 \cdot 10^{11} + 4,3 \cdot 10^8} \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$$

$$\Leftrightarrow \Delta \dot{q} = 458 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$$

Die Abweichung von den zu erwartenden  $16 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$  ergibt einen relativen Fehler von 2,860 %. Zusätzlich zeigt sich, dass die Ungewissheit über den Einfluss des Spalts den größten Ein-

fluss auf das Ergebnis hat. Sollten die ersten Messungen ergeben, dass der Spalt einen sehr viel kleineren Wärmestrom erzeugt, als bisher angenommen wird, so würde sich der Fehler auf 2,020 % reduzieren. Den zweitgrößten Einfluss hat die Temperaturmessung auf das Ergebnis. Dieser Fehler ist nicht vermeidbar, da er durch die PT100 Widerstandsthermometer vorgegeben ist. Insgesamt ist deshalb zu erwarten, dass der Fehler mindestens 2,020 % beträgt, falls der Spaltwärmestrom vernachlässigbar ist. Die obere Grenze des zu erwartenden Fehlers wird in der vorliegenden Arbeit zu 2,860 % bestimmt. Allerdings muss der Einfluss des Spalt noch genauer erforscht werden. Dennoch ist der in dieser Arbeit bestimmte Fehler im Vergleich zu bisherigen Anwendungen in der Wärmemesstechnik gering.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Das Thema der vorliegenden Arbeit ist die Entwicklung eines Wärmemessgerätes zur Messung des Staupunktwärmestroms in Hochenthalpie-Strömungen. Dieses soll Wärmeströmen von bis zu  $16 \frac{\text{MW}}{\text{m}^2}$  standhalten können und dabei eine möglichst kühle Oberfläche aufweisen, damit der gemessene Wärmestrom dem Kaltwandwärmestrom entspricht. Dadurch sollen Referenzwerte für verschiedene Wiedereintrittskonfigurationen gemessen werden können, die untereinander vergleichbar sind.

Die Herausforderung in der Wärmemesstechnik ist, dass für viele Anwendungen die Möglichkeiten zur Überprüfung der Messergebnisse eingeschränkt sind und die verschiedenen Messmethoden voneinander abweichende Ergebnisse messen. Das Strömungskalorimeter stellt daher aufgrund seines exakten physikalischen Messprinzips eine vielversprechende Technologie dar, sofern Störgrößen, wie der Querwärmestrom zwischen Messeinheit und Halterung, minimiert werden können. Das gesamte Messgerät wird von Wasser durchströmt, welches im stationären Zustand sämtliche eingehende Wärme aufnimmt. Durch eine einfache Energiebilanz kann aus der Temperaturdifferenz zwischen Zu- und Ablauf und dem bekannten Massenstrom der aufgeprägte Wärmestrom gemessen werden. Außerdem eignet sich das Strömungskalorimeter aufgrund seiner aktiven Kühlung auch für Messungen unter extremen Bedingungen.

Das Messsystem besteht neben dem Strömungskalorimeter aus einer Halterung, Isolatoren aus PEEK, einem Übergangsstück und einem Schwert. Das Strömungskalorimeter wird zwischen der Halterung und dem Übergangsstück, das mit dem Schwert verbunden wird, eingeklemmt. Mithilfe des Schwerts wird das gesamte Messsystem innerhalb der Strömung positioniert. Die Halterung gibt die zu testende Geometrie im Windkanal und damit die gewünschten Strömungsbedingungen vor. Um die Messergebnisse nicht zu verfälschen muss der Querwärmestrom zwischen Halterung und Kalorimeter minimiert werden. Dies wird mit einer PEEK-Hülse und einem PEEK-Adapter realisiert, da der Kunststoff PEEK eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit aufweist. Des Weiteren eignet sich der PEEK-Adapter sehr gut für die Temperaturmessung, da sich aufgrund der isolierenden Eigenschaft des Werkstoffs PEEK das Temperaturprofil des Wassers homogenisiert. Dadurch wird der Temperaturmessfehler reduziert. Für die Temperaturmessung sind deshalb Bohrungen innerhalb des PEEK-Adapters vorgesehen, in die Widerstandsthermometer vom Typ PT100 eingeklebt werden.

In einer vorangegangenen Arbeit haben sich spiralförmige Kühlkanäle als sehr effizient für den Wärmeübergang zwischen Kalorimeter und Wasser erwiesen. Dies konnte in der vorlie-

genden Arbeit mithilfe von numerischen Simulationen mit dem Computerprogramm Ansys CFX bestätigt werden. Deshalb wird dasselbe Prinzip für die Halterung der Messeinheit verwendet.

Die Simulationen des Gesamtsystems haben gezeigt, dass das im Verlauf der Arbeit entwickelte kalorimetrische Messsystem eine sehr genaue Messmethode darstellt. Der im Rahmen einer Fehlerrechnung ermittelte Fehler ist kleiner als 2,9 %. Für die Wärmemesstechnik stellt dieser Wert ein sehr gutes Ergebnis dar. Allerdings konnte das simulierte Modell im Rahmen der Arbeit aufgrund der begrenzten zur Verfügung stehenden Zeit nicht gefertigt und getestet werden. Aus diesem Grund ist die tatsächliche Genauigkeit dieser Messmethode bisher noch nicht verifiziert. Zur Überprüfung der Simulationsergebnisse können beispielsweise Messungen in einem schwarzen Strahler durchgeführt werden. Zudem kann die Oberflächentemperatur während realer Tests gemessen und anschließend mit den Simulationen verglichen werden, um Aussagen über die Güte der Simulationsergebnisse treffen zu können. Des Weiteren muss der reale Einfluss des Ringspalts zwischen Kalorimeter und Halterung auf die Messergebnisse analysiert werden, da dieser einen großen Anteil am Messfehler hat. Weiterhin hat sich gezeigt, dass aufgrund der großen Druckdifferenz zwischen Zu- und Ablauf eine Kalibrierung des Messsystems vor den ersten Messungen durchgeführt werden muss, da das Wasser durch die hydraulische Leistung erwärmt wird. Zusätzlich ist der maximal durchsetzbare Massenstrom im Vorfeld nicht bekannt, da die unbekannte Rauheit der Rohre einen großen Einfluss auf den Druckverlust hat.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Simulationen des Strömungskalorimeters und der Halterung sehr gute Ergebnisse hervorgebracht haben. Die Oberflächentemperaturen sind im Vergleich zur Strömungstemperatur sehr niedrig. Außerdem ist die Verfälschung der Messergebnisse aufgrund des Querwärmestroms sehr gering. Allerdings existieren noch unbekannte Störgrößen, wie die Erwärmung aufgrund der hydraulischen Leistung, der Druckverlust infolge der unbekannten Rohrrauheit und der Wärmeübergang des Ringspaltes zwischen Halterung und Kalorimeter. Daher müssen am gefertigten Modell zunächst eine Kalibrierung und weitere Tests durchgeführt werden, um den tatsächlichen Messfehler genauer eingrenzen zu können.

## A. Anhang

### A.1. Grundregeln der Vektoranalysis

Der Nabla-Operator ist definiert als:

$$\nabla = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Der Gradient eines Skalars ist definiert als:

$$\text{grad}(p) = \nabla p = \begin{pmatrix} \frac{\partial p}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial y} \\ \frac{\partial p}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Für Vektoren gilt:

$$\nabla \vec{v} = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_1}{\partial x} & \frac{\partial v_2}{\partial x} & \frac{\partial v_3}{\partial x} \\ \frac{\partial v_1}{\partial y} & \frac{\partial v_2}{\partial y} & \frac{\partial v_3}{\partial y} \\ \frac{\partial v_1}{\partial z} & \frac{\partial v_2}{\partial z} & \frac{\partial v_3}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Für die Divergenz eines Vektors gilt:

$$\text{div}(\vec{v}) = \nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{\partial v_2}{\partial y} + \frac{\partial v_3}{\partial z} \quad (\text{A.4})$$

Die Rotation eines Vektors ist wie folgt definiert:

$$\text{rot}(\vec{v}) = \nabla \times \vec{v} = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_3}{\partial y} - \frac{\partial v_2}{\partial z} \\ \frac{\partial v_1}{\partial z} - \frac{\partial v_3}{\partial x} \\ \frac{\partial v_2}{\partial x} - \frac{\partial v_1}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$



## A.2. Berechnung der Schraubenverbindung

Für die Schraubenverbindung wird eine Schraube der Festigkeitsklasse 12.9 genutzt. Diese hat eine Zugfestigkeit von  $R_m = 1200 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$  und eine Streckgrenze von  $R_{p0,2} = 1080 \frac{\text{N}}{\text{mm}^2}$ . Der Spannungsquerschnitt kann nach [13] mit

$$A_{\text{Spann}} = \frac{\pi}{4} \left( \frac{d_2 + d_3}{2} \right)^2 \quad (\text{A.6})$$

berechnet werden. Dabei sind  $d_2 = d - 0,6495 \cdot P$  der Flankendurchmesser der Schraube und  $d_3 = d - 1,2269 \cdot P$  der Kerndurchmesser des Schraubengewindes.  $P$  ist die Gewindesteigung und  $d$  der Nenndurchmesser. Für eine M6 Schraube mit einer Gewindesteigung von  $P = 1$  ergibt sich dadurch  $A_{\text{Spann}} = \frac{\pi}{4} \cdot \left( \frac{5,35 + 4,773}{2} \right)^2 = 20,121 \text{ mm}^2$ . Mit dem Anziehfaktor, der im schlechtesten Fall eines Anziehens mit Schlagschrauber  $\alpha = 4$  beträgt, und einer Ausnutzung der Streckgrenze von 0,5 kann die maximal Zulässige Kraft pro Schraube berechnet werden.

$$A_{\text{Spann}} = \frac{\alpha \cdot F_{\text{max}}}{0,5 \cdot R_{p0,2}} \Leftrightarrow F_{\text{max}} = \frac{A_{\text{Spann}} \cdot 0,5 \cdot R_{p0,2}}{\alpha} = 2716,3 \text{ N} \quad (\text{A.7})$$

Die benötigte Klemmkraft lässt sich aus dem maximalen Druck auf die Flächen im Zu- und Ablauf und auf ihre Dichtungen bestimmt. Der Durchmesser des Zulaufs der Halterung beträgt 9 mm. Der O-Ring liegt in einer ringförmigen Nut mit einem Außendurchmesser von 12 mm. Somit wirkt der Druck auf eine Fläche von  $113,1 \text{ mm}^2$ . Für den Ablauf gilt dasselbe. Die Zu- und Abläufe des Kalorimeters haben unter Berücksichtigung der Nuten für die Dichtung jeweils eine Fläche von  $28,3 \text{ mm}^2$ . Somit ergibt sich eine Gesamtfläche von  $282,8 \text{ mm}^2$ . Die benötigte Klemmkraft in axialer Richtung beträgt damit im Extremfall, falls der Ablauf verstopft ist und der maximale Wasserdruck von 40 bar im gesamten Kühlsystem wirkt,  $1131,2 \text{ N}$ . Diese Kraft ist lediglich halb so groß wie die maximal zulässige Kraft pro Schraube. Zu der Klemmkraft muss jedoch noch die Betriebskraft addiert werden. Diese ist bei Axialbelastung in etwa doppelt so groß wie die Klemmkraft. Die maximal zulässige Schraubenkraft aller vier Schrauben bleibt dennoch größer als die axiale Schraubenbelastung.

$$\frac{1131,2 \text{ N} + 2 \cdot 1131,2 \text{ N}}{4} < 2716,3 \text{ N} \quad (\text{A.8})$$

Daher können Schrauben vom Typ M6 für die Verschraubung von Übergangsstück und Halterung verwendet werden.

### A.3. Berechnungsbeispiel des Iterationsfehlers

Für das Beispiel zur Berechnung des Interpolationsfehlers wird die Funktion  $e^x$  mit einer linearen Interpolation angenähert. Für die Interpolationsfunktion gilt daher:

$$\hat{f}(x) = \frac{e^{x_2} - e^{x_1}}{x_2 - x_1} \cdot (x - x_1) + e^{x_1} \quad (\text{A.9})$$

Da nur der Bereich zwischen zwei Gitterpunkten an den Stellen  $x_1$  und  $x_2$  betrachtet wird, kann der Interpolationsfehler als

$$e = \sqrt{\int_{x_1}^{x_2} \left( \frac{e^{x_2} - e^{x_1}}{x_2 - x_1} \cdot (x - x_1) + e^{x_1} - e^x \right)^2 dx} \quad (\text{A.10})$$

Die Auflösung des quadratischen Klammerterms ergibt:

$$(x + y - z)^2 = x^2 + 2x(y - z) + y^2 + z^2 - 2yz \quad (\text{A.11})$$

Dabei gilt  $x = \frac{e^{x_2} - e^{x_1}}{x_2 - x_1} \cdot (x - x_1)$ ,  $y = e^{x_1}$  und  $z = e^x$ . Die Integration der einzelnen Terme ergibt:

$$\begin{aligned} & \int_{x_1}^{x_2} \left( \frac{e^{x_2} - e^{x_1}}{x_2 - x_1} \cdot (x - x_1) + e^{x_1} - e^x \right)^2 dx \\ &= \frac{1}{6(x_2 - x_1)} (e^{2x_2} (2x_2^2 - x_2(4x_1 + 9) + x_1(2x_1 + 9) + 12)) \\ & \quad + \frac{1}{6(x_2 - x_1)} (e^{2x_1} (2x_2^2 + x_2(9 - 4x_1) + x_1(2x_1 - 9) + 12)) \\ & \quad + \frac{1}{6(x_2 - x_1)} \left( 2e^{x_2+x_1} \left( (x_2 - x_1)^2 - 12 \right) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

Für eine Gitterschrittweite von  $x_2 - x_1 = 1$  kann der Interpolationsfehler mit folgender Gleichung beschrieben werden:

$$\hat{e} = \frac{1}{6} (23 - 22e + 5e^2) e^{2x_2-2} \quad (\text{A.13})$$

Da der Gradient von  $e^x$  mit  $x$  steigt, führt eine Vergrößerung von  $x_2$  zu einer Vergrößerung des Gradienten. Der Interpolationsfehler steigt mit  $x_2$ . Daher steigt der Interpolationsfehler für einen anwachsenden Gradienten.

Für eine Gitterschrittweite von  $x_2 - x_1 = n$  kann der Interpolationsfehler mit folgender

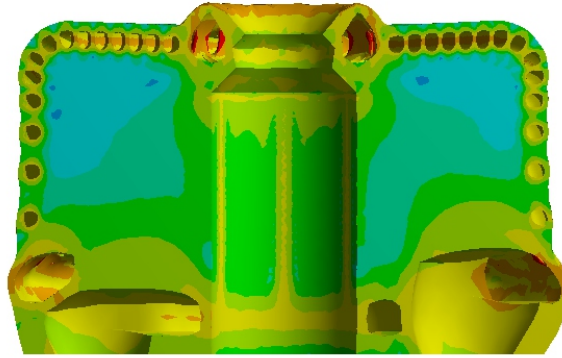
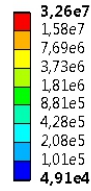
Gleichung beschrieben werden:

$$\hat{e} = \frac{e^{2x-n} \sinh(n) \left( \frac{n^2}{\cosh(n)} + 2(n^2 + 6) - 9n \tanh(n) - \frac{12}{\cosh(n)} \right)}{3n} \quad (\text{A.14})$$

Für große  $n$  werden  $\frac{n^2}{\cosh(n)}$  und  $\frac{12}{\cosh(n)}$  sehr klein und  $\tanh(n)$  nähert sich 1 an. Daher wird der Klammerterm sehr groß. Der Term  $e^{2x-n} \sinh(n) = \frac{e^{2x} - e^{2x-2n}}{2}$  strebt für große  $n$  gegen  $\frac{e^{2x}}{2}$ . Daher wird der Interpolationsfehler für große Gitterabstände und für große Gradienten sehr groß.

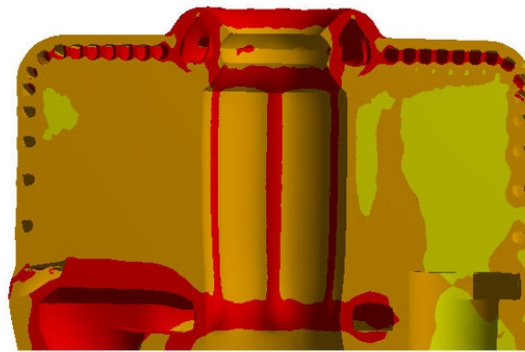
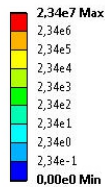
## A.4. Mechanische Spannungen

Mechanische Spannungen  
in [ Pa ]



(a) Statischer Druck (40 bar)

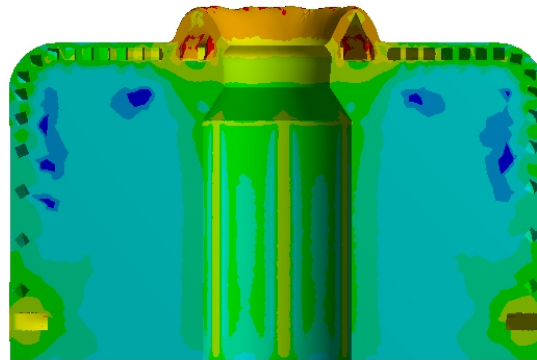
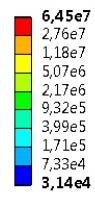
Mechanische Spannungen  
in [ Pa ]



(b) Realer Druckverlauf

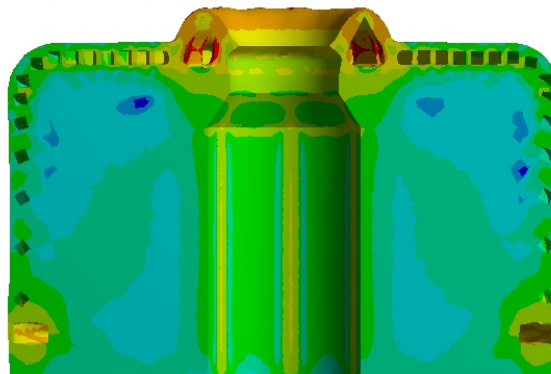
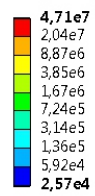
Abbildung A.1.: Spannung und Verformung der Halterung

Mechanische Spannungen  
in [ Pa ]



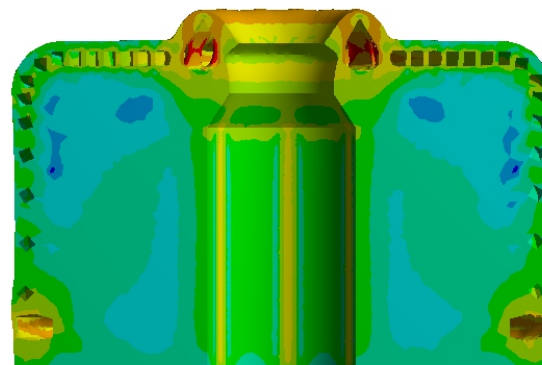
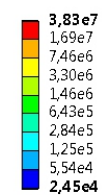
(a) 0,5 mm Wandstärke

Mechanische Spannungen  
in [ Pa ]



(b) 0,75 mm Wandstärke

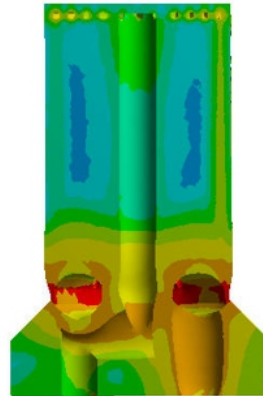
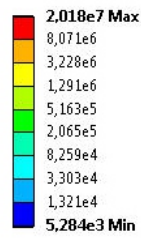
Mechanische Spannungen  
in [ Pa ]



(c) 1 mm Wandstärke

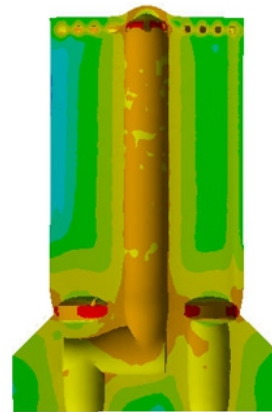
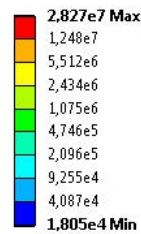
Abbildung A.2.: Spannungen und Verformungen für verschiedene Wandstärken (Kupfermodell)

### Mechanische Spannungen in [ Pa ]



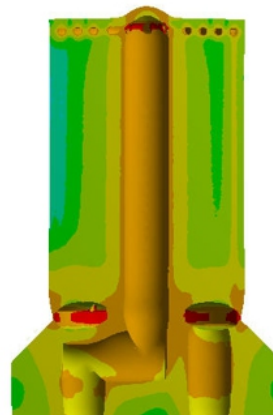
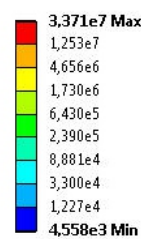
(a) Dynamische Belastung

### Mechanische Spannungen in [ Pa ]



(b) Statische Belastung

### Mechanische Spannungen in [ Pa ]



(c) Statische Belastung mit Gitterverfeinerung

Abbildung A.3.: Spannung und Verformung des Kalorimeters

Die Betrachtung der beiden statischen Spannungsgraphen zeigt, dass trotz einer Gitterverfeinerung die Änderung der Spannung nicht signifikant ist. Lediglich die Spannungsspitzen haben sich erhöht. Das liegt an feiner aufgelösten Kerben, in denen die Spannung theoretisch ins Unendliche wächst.

## A.5. Gesamtmodell und Kalorimeter

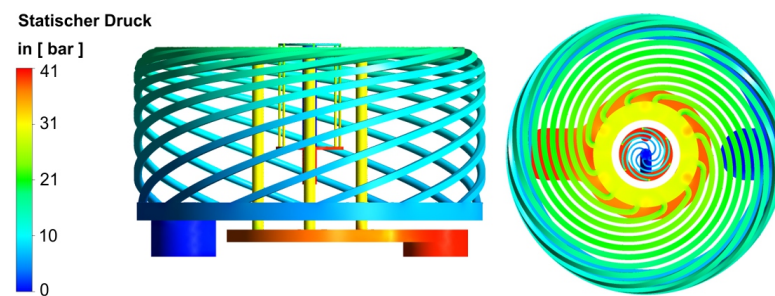


Abbildung A.4.: Statischer Druck des Gesamtsystems

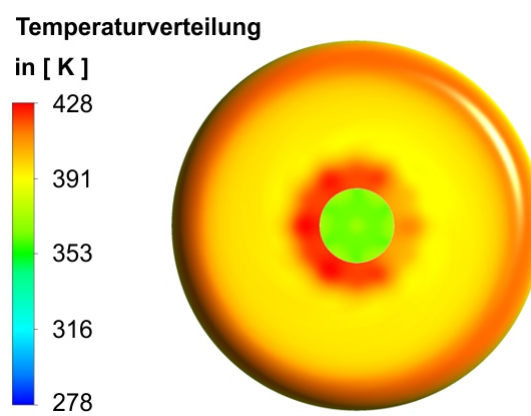


Abbildung A.5.: Fronttemperatur des Gesamtsystems

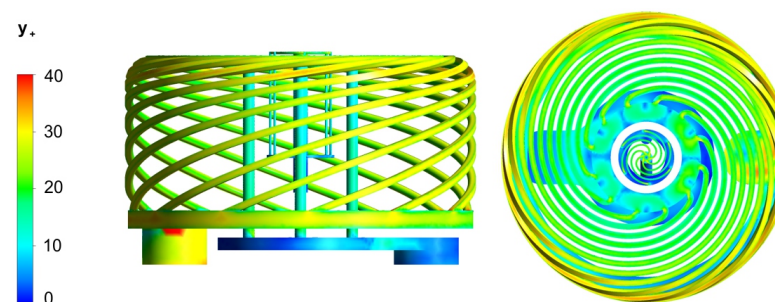


Abbildung A.6.: yPlus des Gesamtsystems

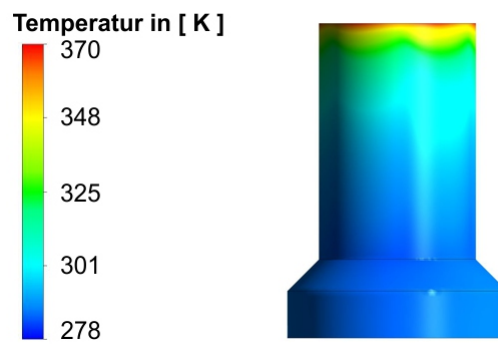


Abbildung A.7.: Seitentemperatur des Kalorimeter

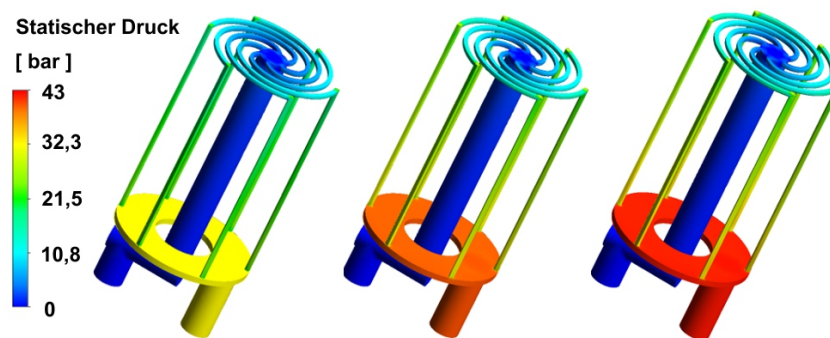
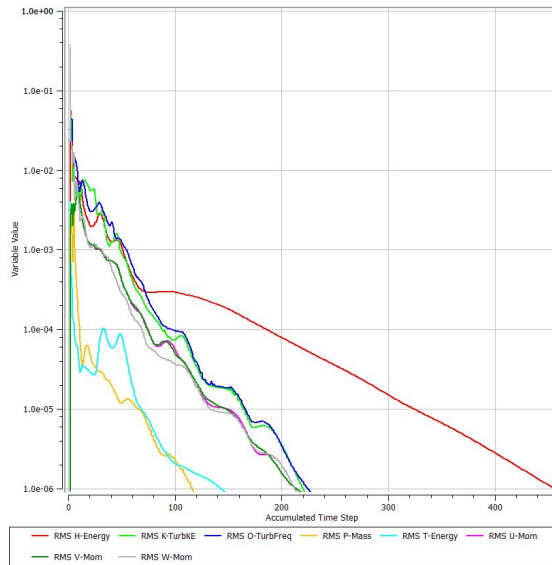
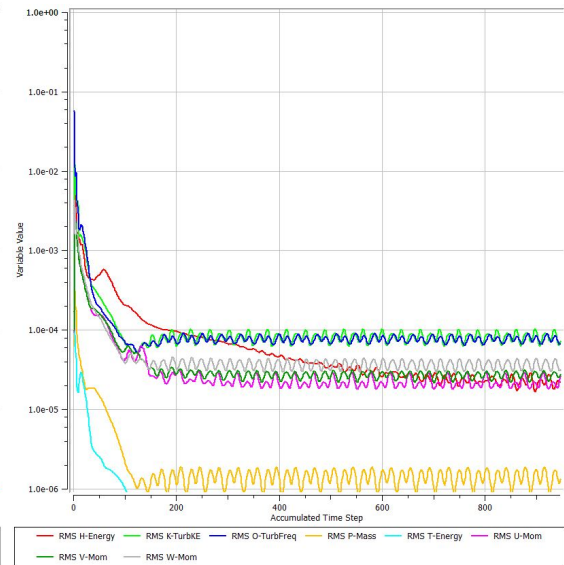


Abbildung A.8.: Druckverlust infolge der Rauheit; zunehmende Rauheit von links nach rechts

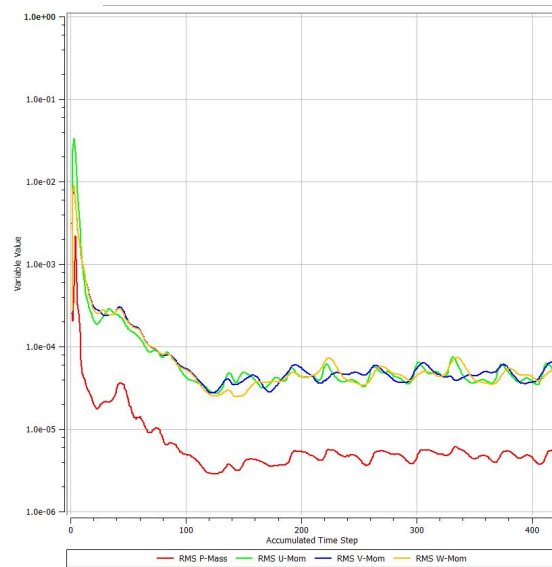
## A.6. Konvergenzverläufe



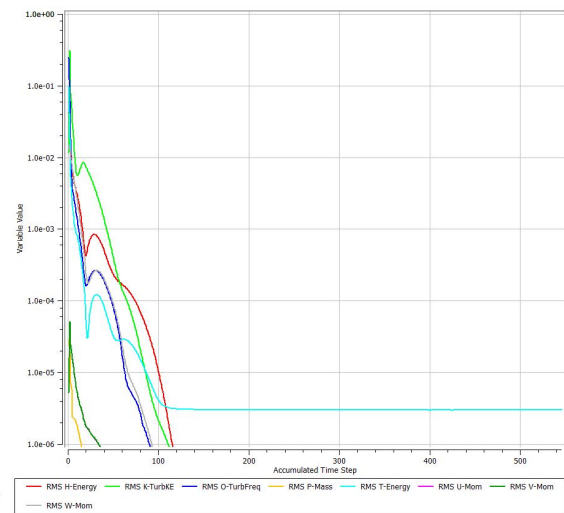
(a) Konvergenzverlauf endgültiges Kupfermodell



(b) Konvergenzverlauf Kalorimeter



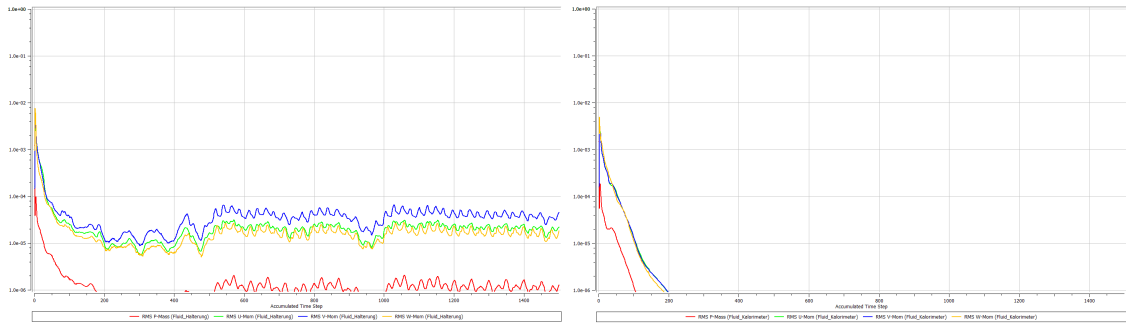
(c) Konvergenzverlauf Aluminiummodell mit 12 Spiralen



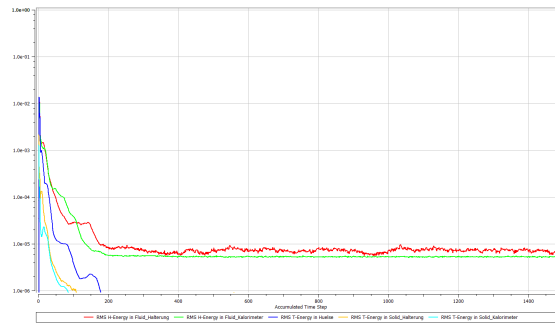
(d) Konvergenzverlauf der Validierung

Abbildung A.9.: Konvergenzverläufe





(a) Konvergenzverlauf Gesamtsystem, Masse und (b) Konvergenzverlauf Gesamtsystem, Masse und  
Impuls (Halterung) Impuls (Kalorimeter)



(c) Konvergenzverlauf Gesamtsystem, Wärmeüber-  
gang (Halterung)

Abbildung A.10.: Konvergenzverlauf Gesamtsystem

## Literaturverzeichnis

- [1] T. ADAMS, C. GRANT UND H. WATSON: *A Simple Algorithm to Relate Measured Surface Roughness to Equivalent Sand-grain Roughness*. International Journal of Mechanical Engineering and Mechatronics, Vol. 1, 2012.
- [2] J. D. ANDERSON: *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*. McGraw-Hill, 2. Auflage, 1989.
- [3] INC. ANSYS: *Ansys CFX-Solver Modeling Guide*. Release 15.0, November 2013.
- [4] INC. ANSYS: *Ansys CFX-Solver Theory Guide*. Release 15.0, November 2013.
- [5] INC. ANSYS: *Ansys Meshing User's Guide*. Release 15.0, November 2013.
- [6] UNIV.-PROF. PH.D. M. BEHR: *Simulationstechnik (Teil II)*. Vorlesungsskript, Lehrstuhl CATS, RWTH Aachen.
- [7] P. BÖCKH: *Wärmeübertragung*. Springer-Verlag, 6. Auflage, 2015.
- [8] E. T. DILLER: *Advances in Heat Flux Measurements*. Advances in Heat Transfer, Vol. 23, 1993.
- [9] F. DUBS: *Hochgeschwindigkeitsaerodynamik: Vorgänge und Probleme in kompressibler Strömung*. Springer-Verlag, 2. Auflage, 1961.
- [10] J. H. FERZIGER UND M. PERIC: *Numerische Strömungsmechanik*. Springer-Verlag, 2002.
- [11] C. FIEBERG: *Kontaktwärmeübergang unter hohen Druck- und Temperaturrandbedingungen*. Diss., Technische Hochschule Aachen, 2008.
- [12] A. GÜLHAN, B. ESSER, U. KOCH, J.-L. VERANT, G. LEMASSON UND M. SHIROUZU: *Experimental and Numerical Study of Gap Heating on a HYFLEX Tile Model in the Arc Heated Facility L3K*. Atmospheric Reentry Vehicles and Systems,.
- [13] UNIV. PROF. DR. ING. DR. H. C. B. CORVES: *Maschinengestaltung*. Vorlesungsskript, IME, RWTH Aachen.
- [14] H. HÄNSEL: *Grundzüge der Fehlerrechnung*. Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1967.
- [15] D. HERRMANN: *Die antike Mathematik: Eine Geschichte der griechischen Mathematik, ihrer Probleme und Lösungen*. Springer-Verlag, 2014.

- [16] VEREIN DEUTSCHER INGENIEURE: *VDI Wärmeatlas*. Springer-Verlag, 10. Auflage, 2006.
- [17] C. T. KIDD: *Recent developments in high heat-flux measurement techniques at the AEDC*. Proceedings of the 36th International Instrumentation Symposium, ISA, Research Triangle Park, NC, pp. 477-492.
- [18] B. KISTNER: *Modellierung und numerische Simulation der Nachlaufstruktur von Turbomaschinen am Beispiel einer Axialturbinenstufe*. Diss., Technische Universität Darmstadt, 2000.
- [19] UNIV.-PROF. DR.-ING. R. KNEER: *Wärme- und Stoffübertragung*. Vorlesungsskript, Lehrstuhl WSA, RWTH Aachen.
- [20] L. BÖSWIRTH UND S. BSCHORER: *Technische Strömungslehre*. Vieweg und Teubner, 2012.
- [21] S. LECHERER: *Numerische Strömungsberechnung*. Springer-Verlag, 3. Auflage, 2014.
- [22] K. LUCAS: *Thermodynamik: Die Grundgesetze der Energie- und Stoffumwandlung*. Springer-Verlag, 7. Auflage, 2008.
- [23] M. DAUTHE-KUNZ: *Auslegung und Simulation eines Kalorimeters zur Messung eines Kaltwandwärmestroms*. Bachelorarbeit, Universität Köln, 2015.
- [24] R. MAREK UND K. NITSCHKE: *Praxis der Wärmeübertragung*. Carl-Hanser-Verlag, 2015.
- [25] W. NITSCHKE: *Strömungsmesstechnik*. Springer-Verlag, 2. Auflage, 2006.
- [26] H. OERTEL, M. BÖHLE UND T. REVIOL: *Strömungsmechanik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. Springer-Verlag, 2014.
- [27] M. SCHÄFER: *Numerik im Maschinenbau*. Springer-Verlag, 1999.
- [28] H. SCHLICHTING UND K. GERSTEN: *Grenzschicht-Theorie*. Springer-Verlag, 10. Auflage, 2006.
- [29] UNIV.-PROF. DR.-ING. W. SCHRÖDER: *Numerische Strömungsmechanik*. Vorlesungsskript, Lehrstuhl AIA, RWTH Aachen.
- [30] UNIV.-PROF. DR.-ING. W. SCHRÖDER: *Strömungs- und Temperaturgrenzschichten*. Vorlesungsskript, Lehrstuhl AIA, RWTH Aachen.
- [31] R. SCHWARZE: *CFD-Modellierung: Grundlagen und Anwendungen bei Strömungsprozessen*. Springer-Verlag, 2013.
- [32] H. STOFF UND R. WÄLCHLI: *Aufwertung des Wirkungsgrades von Gasturbinen-Axialverdichterbeschaukelungen über den Einfluss der Reynoldszahl*. Forschung im Ingenieurwesen, Bd. 57, No. 5, 1991.
- [33] W. WAGNER UND H. J. KRETZSCHMAR: *International Steam Tables - Properties of*

- Water and Steam based on the Industrial Formulation IAPWS-IF97*. Springer-Verlag, 2008.
- [34] F.M. WHITE: *Fluid Mechanics*. McGraw-Hill, 7. Auflage, 2011.
- [35] G. WOSSOG: *Handbuch Rohrleitungsbau*. Vulkan-Verlag, 2. Auflage, 2003.
- [36] R. ZAHORANSKY, H. -J. ALLELEIN, E. BOLLIN, M. RIMMLER, U. SCHELLING UND H. SCHWARZ: *Energietechnik: System zur Energieumwandlung*. Springer-Verlag, 2015.